ORSAY
Série A. N°
N° D'ordre
234

Inscrit aux archives originales
du Centre de Documentation
C.N.R.S. sous le N°
A0134 2

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES D'ORSAY
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS-SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Claude ROLLAND

PREMIÈRE THÈSE

MODELE OPTIQUE POUR LA DIFFUSION ELASTIQUE
DES PROTONS DE 80 et 155 MeV

DEUXIÈME THÈSE

Propositions données par la Faculté.

Soutenues le 1967 devant la Commission d'examen.

Mme MARTY — Président

M. TEILLAC
M. CATTON — Examinateurs

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES D'ORSAY DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS-SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Claude ROLLAND

PREMIÈRE THÈSE

MODELE OPTIQUE POUR LA DIFFUSION ELASTIQUE DES PROTONS DE 80 et 155 MeV

DEUXIÈME THÈSE

Propositions données par la Faculté.

Soutenues le devant la Commission d'examen.

Mme MARTY	Président
M. TEILLAC	Examinateurs
M. CATTON	

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

Je tiens à exprimer toute ma reconnaissance à Monsieur le Professeur TEILLAC, qui m'a accueilli au Laboratoire Joliot-Curie de l'Institut de Physique Nucléaire.

C'est Madame le Professeur N. MARTY qui m'a proposé ce travail de thèse, qu'elle a dirigé et pour lequel tous ses conseils m'ont été précieux Qu'elle trouve ici l'expression de ma gratitude.

Ces résultats sont également le fruit d'un efficace travail d'équipe, et je tiens à exprimer mes remerciements les plus vifs à MM. B. GEOFFRION, J. LE GUYADER, M. MORLET B. TATISCHEFF et A. WILLIS pour leur amicale collaboration.

Je remercie également M. F. PEREY qui m'a communiqué son programme "JIB 3" de recherche automatique des paramètres du modèle optique, et qui m'a également fait bénéficier de son expérience en la matière.

La mise en oeuvre des expériences décrites ici a nécessité le concours de plusieurs services techniques du laboratoire. Je remercie le service d'électronique et plus particulièrement MM. REIDE, CHESNEAU, ANTOINE ; de même que le service de mécanique, et M. DAVID-BOYER pour la construction délicate de certaines cibles. Je remercie enfin M. LE DALLIC et l'équipe de conduite du synchrocyclotron.

C'est en qualité de boursier-thèse du Commissariat à l'Energie Atomique que j'ai accompli ce travail.

INTRODUCTION 1

Chapitre I - LE POTENTIEL OPTIQUE 4

I - Expression du potentiel optique local 5
II - Non-localité du potentiel optique 7
III - Différences entre les paramètres du modèle, pour une énergie incidente donnée 9
a) dépendance envers le spin isotopique de la cible 9
b) noyaux légers 10
c) noyaux déformés 10

Chapitre II - LES EXPERIENCES DE DIFFUSION ELASTIQUE DES PROTONS DE 155 et 80 MeV 11

A - Choix des noyaux cibles 12
I - Exigences expérimentales 12
II - Exigences théoriques 12

B - Expériences à 155 MeV 13
I - Dispositif expérimental 13
a) faisceau 13
b) première diffusion et sélection des protons diffusés élastiquement - Résolution angulaire 14
c) deuxième diffusion 15
d) électronique 16

II - Sections efficaces différentielles 17
a) principe des mesures-choix des angles de mesure 17
b) calcul de $\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta_{cm})$ 19
c) précisions 20

III - Polarisations 20
a) principe des mesures 20
b) calcul de $p(\theta_{cm})$ 21
c) précisions 22

C - Expériences à 80 MeV 22
I - Dispositif expérimental 23
a) le faisceau polarisé-première diffusion 23
b) focalisation 24
c) solénoïde 24
i - description et caractéristiques 25
ii - effets du solénoïde 25
d) ralentissement à 80 MeV 26
e) deuxième diffusion et analyse-monitorage 26

f) système de détection 28

II - Essais et étalonnages 28
a) système de détection 28
b) résolution en énergie-résolution angulaire 28
c) recherche du "zéro degré" du faisceau polarisé 28

III - Détermination de la polarisation P_1 du faisceau diffusé 30
a) principe de la mesure 30
b) calcul de P_1 31
c) précision sur P_1 31

IV - Mesures des sections efficaces différentielles et des polarisations 33
a) principe des mesures 33
b) cacul de $\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta_{1ab})$ et de $P(\theta_{1ab})$ 33
c) précisions 34
i - $\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta)$ 34
ii - $P(\theta)$ 35

Chapitre III - ANALYSE DES RESULTATS DANS LE CADRE DU MODELE OPTIQUE-PROGRAMME DE RECHERCHE AUTOMATIQUE DES PARAMETRES 36

I - Constitution du programme 37

II - Effets sur $\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta)$ et sur $P(\theta)$ de la variation des paramètres 38

III - La méthode d'analyse 40
a) analyses à 80 MeV 40
b) analyses à 155 MeV 41

IV - Résolution angulaire - Cas de ^{209}Bi à 155 MeV 42

V - Unicité des ensembles de paramètres. Cas de ^{40}Ca à 155 MeV 43

Chapitre IV - DISCUSSION DES R2SULTATS 44

I - Partie centrale du potentiel 44
a) géométries 44
b) effets du spin isotopique de la cible 45
c) partie centrale réelle : non localité du potentiel optique 46
d) partie centrale imaginaire - section efficace de réaction 47

II - Partie spin orbite du potentiel 49
a) géométrie 49
b) partie réelle 50
c) partie imaginaire 50

Conclusion 51

Chapitre V - LE POTENTIEL OPTIQUE A PARTIR DES FORCES NUCLEON-NUCLEON 52

I - Le développement de Watson 53

II - Approximation au premier ordre du développement de Watson sans multiple diffusion 53

III - Calcul en "diffusion multiple" 55

Conclusion 55

CONCLUSION 57

APPENDICE 58

INTRODUCTION

L'étude de la diffusion des protons de moyenne énergie sur les noyaux a donné lieu, ces dernières années, à de nombreuses expériences parmi lequelles des mesures de sections efficaces différentielles et de polarisations, tant en diffusion élastique qu'inélastique. Ces expériences constituent en effet un moyen fructueux d'étude de la structure nucléaire, et pour les interpréter, on a surtout cherché à déduire les propriétés du noyau de l'interaction nucléon-nucléon. Ce problème ne peut être résolu qu'en introduisant un certain nombre d'hypothèses :

- interaction directe justifiée à ces énergies,

- approximation d'impulsion introduite par CHEW (1) et développée par KERMAN, Mc MANUS et THALER (2) dans le cas des nucléons incidents de moyenne énergie : on déduit assez simplement la diffusion nucléon-noyau de la matrice de diffusion nucléon-nucléon de WOLFENSTEIN (3) :

- hypothèses sur la nature de l'interaction à choisir parmi les différents potentiels nucléon-nucléon proposés,

- façon de tenir compte de l'effet global du noyau distordant les ondes entrante et sortante du proton incident.

On peut au moins lever cette dernière hypothèse si on connait l'effet global du noyau. Il faut alors rejoindre une autre interprétation, macroscopique, qui fait appel à la notion de matière nucléaire, et qui a été suggérée par BETHE en 1940 (4) et précisée par SERBER en 1947 (5). On représente le noyau par un "potentiel optique" complexe (de façon à tenir compte de l'absorption possible du nucléon incident dans le noyau) et on résout numériquement l'équation de SCHRODINGER de la particule incidente dans ce potentiel optique. Il s'agit alors de trouver les différents paramètres du potentiel qui décrivent le mieux les phénomènes étudiés. Ces paramètres, peu différents d'un noyau à l'autre à une énergie donnée, varient quand cette énergie augmente; mais on peut cependant les ramener théoriquement à un ensemble unique si on tient compte du fait que le milieu nucléaire est dispersif, ainsi que l'ont montré PEREY et BUCK (6).

Bien que la validité du modèle optique ait été prévue théoriquement jusque vers 300 MeV, elle n'a pu être vérifiée avec précision qu'à des énergies incidentes de l'ordre de 50 MeV, pour deux raisons principales. D'une part la rareté

des expériences de diffusion élastique des protons au dessus de 100 MeV, en particulier le manque d'expériences précises de polarisations nécessaires à la détermination de la partie spin-orbite de potentiel optique. D'autre part, la résolution numérique des calculs est généralement confiée à des calculateurs électroniques, or, on manquait jusqu'à ces dernières années de calculateurs suffisamment rapides pour résoudre des problèmes d'autant plus longs que l'énergie incidente est grande, puisqu'un plus grand nombre d'ondes partielles participent alors à l'interaction.

Les possibilités de polarisation élevée qu'offre l'énergie de 155 MeV des protons de synchrocyclotron d'Orsay, le courant intense du faisceau et sa bonne définition en énergie nous ont permis d'effectuer une série d'expériences précises sur un ensemble de noyaux choisis dans toute la table des masses. Nous avons pu ainsi mesurer les sections efficaces différentielles et les polarisations des protons diffusés élastiquement dans le plus grand domaine angulaire possible. Nous pouvons analyser les résultats obtenus dès lors qu'il existait à la Faculté des Sciences d'Orsay la calculatrice UNIVAC 1107, de grande capacité et suffisamment rapide.

Pour suivre la continuité des paramètres du modèle depuis ceux trouvés à plus basse énergie, nous avons également effectué une série de mesures et une analyse pour des protons dont l'énergie avait été dégradée jusqu'à 80 MeV. Comme nous escomptions une faible polarisation à cette énergie, nous avions au préalable donné une forte polarisation aux protons, en les extrayant du synchrocyclotron par diffusion sur du carbone, à environ 140 MeV;ce que nous mesurions était alors l'asymétrie après deuxième diffusion sur les cibles étudiées.

Des exposés préliminaires de ce travail ont été publiés (7).

Nous avons alors essayé de trouver des ensembles de paramètres du modèle à 80 et 155 MeV, dans la continuité de ceux trouvés à plus basse énergie, et de voir si d'ailleurs ces ensembles pouvaient se déduire de l'ensemble unique prévu théoriquement en tenant compte de la non-localité de potentiel optique liée à la nature dispersive du milieu nucléaire. Nous avons également voulu apprécier la possibilité de relier, dans le cadre de l'approximation d'impulsion, le potentiel optique à l'interaction nucléon-nucléon, de la manière prévue théoriquement par WATSON (8) et développée successivement par CROMER (9), JOHANSSON et coll. (10) et par Mc DONALD et HULL (11).

Nous donnerons d'abord un résumé de la situation actuelle concernant notre connaissance du modèle optique, en

essayant de dégager des prévisions sur ce qu'il doit être aux énergies incidentes de 80 à 155 MeV. Nous décrirons ensuite les méthodes expérimentales adaptées aux deux séries d'expériences. Puis nous présenterons et discuterons les résultats obtenus ainsi que leur analyse par un programme de recherche automatique des paramètres du modèle. Enfin, nous présenterons quelques conclusions quant à la possibilité de relier le potentiel optique, donc la notion de matière nucléaire, aux forces élémentaires nucléon-nucléon.

CHAPITRE I

LE POTENTIEL OPTIQUE

Le modèle optique repose sur la notion de "matière nucléaire", très utilisée dans la description des phénomènes coulombiens dûs aux noyaux, principalement étudiés par HOFSTADTER (12), qui en a déduit des distributions nucléaires de charge et de matière.

Au lieu de ramener le problème de diffusion à une somme convenable d'interactions nucléon-nucléon, on résout l'équation de SCHRODINGER de la particule incidente dans le potentiel optique représentant le plus exactement possible les propriétés des noyaux.

Théoriquement, la validité du modèle optique a été étudiée en détails par BETHE (13) et FRANCIS et WATSON (14).

Pratiquement, l'étude des problèmes de diffusion par cette méthode a toujours consisté à trouver l'ensemble des paramètres du potentiel reproduisant au mieux les données expérimentales. On dispose ainsi d'une systématique des paramètres pour différentes particules incidentes sur des ensembles de noyaux et à plusieurs énergies. Toute analyse de nouvelles expériences devrait alors donner des paramètres s'inscrivant dans la continuité de ceux déjà existants.

Nous essayerons de montrer comment a été construit le potentiel pour expliquer tous les phénomènes observés, et comment on peut prévoir ce qu'il peut être pour des protons incidents de 80 et 155 MeV - à la condition qu'il soit valide à ces énergies.

Une autre question sera ensuite examinée : le fait que le potentiel optique est "non-local", puisque l'interaction

réelle du nucléon incident avec l'un des nucléons est perturbée par l'ensemble des autres nucléons de noyau : autrement dit, le milieu nucléaire est dispersif.

I - EXPRESSION GENERALE DU POTENTIEL OPTIQUE LOCAL

L'expression du potentiel doit rendre compte de l'effet coulombien dû aux particules incidentes chargées. Elle doit aussi expliquer la diffusion, la réfraction et l'absorption à travers le milieu nucléaire. Elle doit pouvoir enfin expliquer les phénomènes de polarisation des nucléons diffusés provoqués par les interactions de spin.

Il y aura donc une partie centrale réelle, une partie centrale imaginaire et une partie spin-orbite, pouvant être - elle aussi - séparée en parties réelle et imaginaire, dans le cas le plus général, d'où la forme suivante adoptée :

$$V = V_c - \frac{U_r}{1+e^{x}} - i\{W_V - 4W_S \frac{d}{dx'}\} \frac{1}{1+e^{x'}} + \{\frac{\hbar}{m_\pi c}\}^2 \{U_{SO} + iW_{SO}\} \frac{1}{r} \frac{d}{dr} \{\frac{1}{1+e^{x''}}\} \vec{L}.\vec{S} \qquad (I\text{-}1)$$

V_c = potentiel coulombien pour une sphère uniformément chargée de rayon $R_u A^{1/3}$, donné par HOFSTADTER (12).

U_r = profondeur du puits central réel

W_V = " " " imaginaire (absorption en volume)

W_S = " " " " (absorption en surface)

U_{SO} = " " spin orbite réel

W_{SO} = " " spin orbite imaginaire

$$x = \frac{r - R_r . A^{1/3}}{a_R} \qquad x' = \frac{r - R_I . A^{1/3}}{a_I} \qquad x'' = \frac{r - R_{SO} . A^{1/3}}{a_{SO}}$$

On adopte pour la partie centrale une distribution de matière uniforme traduite par sa profondeur U_R ; par analogie avec les résultats découlant des expériences de diffusion d'électrons, on est amené à donner aux noyaux une répartition de matière en forme de puits de SAXON-WOOD, la mieux adaptée pour la plupart des noyaux. Ce facteur de forme s'écrit $\frac{1}{1+e^{x}}$, avec x défini ci-dessus, et se caractérise par un rayon $R_r . A^{1/3}$ et une épaisseur de surface a_R pour un noyau de

masse A (Fig. 1a). En fait, la forme du puits adaptée est peu importante, pourvu que l'on ait une répartition à peu près uniforme à l'intérieur, et une transition douce à la surface. Seule cette dernière doit être bien précisée pour satisfaire les conditions aux limites de la fonction d'onde entre l'intérieur et l'extérieur du puits : une chute exponentielle semble être la meilleure description de la transition . Remarquons enfin que l'hypothèse est faite que l'on a une même répartition pour les neutrons et les protons du noyau.

Aux basses énergies, les processus inélastiques à l'intérieur du noyau sont pratiquement interdits par le principe d'exclusion de PAULI. L'absorption, concentrée à la surface, est ici décrite par une forme du type dérivée du puits de SAXON-WOOD (Fig. 1b) $4iW_S \frac{d}{dx'}\{\frac{1}{1+e^{x'}}\}$, W_S étant la profondeur, $x' = \frac{r-R_I.A^{1/3}}{a_I}$ définissant la géométrie.

Aux énergies plus hautes, le nombre de voies ouvertes aux processus inélastiques dans le volume nucléaire augmente, le principe d'exclusion de PAULI étant moins astreignant, et l'absorption de volume devient alors prépondérante. Elle est alors décrite par :

$$-iW_V \{\frac{1}{1 + e^{x'}}\}$$

La partie décrivant les intèractions spin-orbite, c'est à dire les phénomènes de polarisation des nucléons diffusés, est proportionnelle au produit $\vec{L}.\vec{S}$, $\vec{L}$ et $\vec{S}$ étant les opérateurs de moment angulaire et de spin de PAULI; les valeurs propres correspondant à $\vec{L}$ et $\vec{S}$ parallèles ou antiparallèles sont respectivement ℓ et $-(\ell+1)$. Pour des raisons de continuité, les forces de couplage spin-orbite doivent s'annuler dans le volume nucléaire. FERNBACH , HECKROTTE et LEPORE (15) ont calculé le potentiel spin-orbite en l'interprétant comme une somme sur les interactions nucléon-nucléon, et l'ont trouvé de la forme de THOMAS-FERMI :

$$+\{\frac{\hbar}{m_\pi c}\}^2 \{U_{SO} + iW_{SO}\} \frac{1}{r} \frac{d}{dr} \{\frac{1}{1+e^{x''}}\} \vec{L}.\vec{S}$$

avec m_π = masse de méson π

U_{SO}, W_{SO} = profondeurs des puits réel et imaginaire

$\frac{1}{r}\frac{d}{dr}\{\frac{1}{1+e^{x''}}\}$ = dépendance radiale avec $x'' = \frac{r-R_{SO}.A^{1/3}}{a_{SO}}$

définissant la géométrie.

La figure (1-c) donne la dépendance radiale du potentiel spin-orbite, dans le cas où $\vec{L}$ et $\vec{S}$ sont parallèles (valeur propre ℓ pour la $\ell^{ième}$ onde partielle), et le cas où $\vec{L}$ et $\vec{S}$ sont antiparallèles (valeur propre $-(\ell+1)$ pour la $\ell^{ième}$ onde partielle).

Notons que toute la partie imaginaire du potentiel doit satisfaire à la condition :

$$W_I f_I(r) + \ell W_{SO} f_{SO}(r) \geq 0 \qquad (I-2)$$

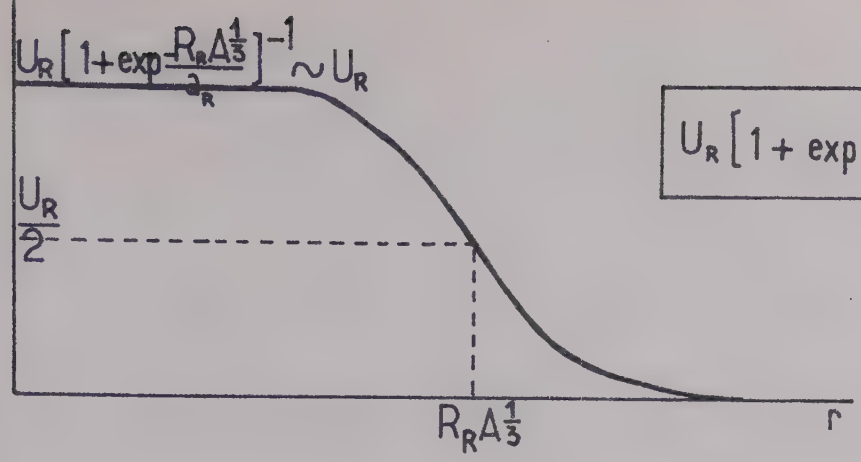
pour tout ℓ (W_I = profondeur du puits imaginaire, $f_I(r)$ et $f_{SO}(r)$ étant les géométries des puits imaginaires central et spin-orbite). Sinon, l'ensemble se comporterait comme une source de particules. Si la condition (I-2) était cependant violée, HECKROTTE (16) a montré qu'en pratique cela ne pourrait se produire que pour des valeurs de ℓ suffisamment élevées pour que la contribution correspondante soit négligeable dans l'intèraction.

Tel quel, le potentiel optique contient alors 12 paramètres au maximum, si on admet connue la dépendance coulombienne donnée par la sphère uniformément chargée de rayon $R_U.A^{1/3}$, équivalente à la répartition réelle des charges dans le volume nucléaire.

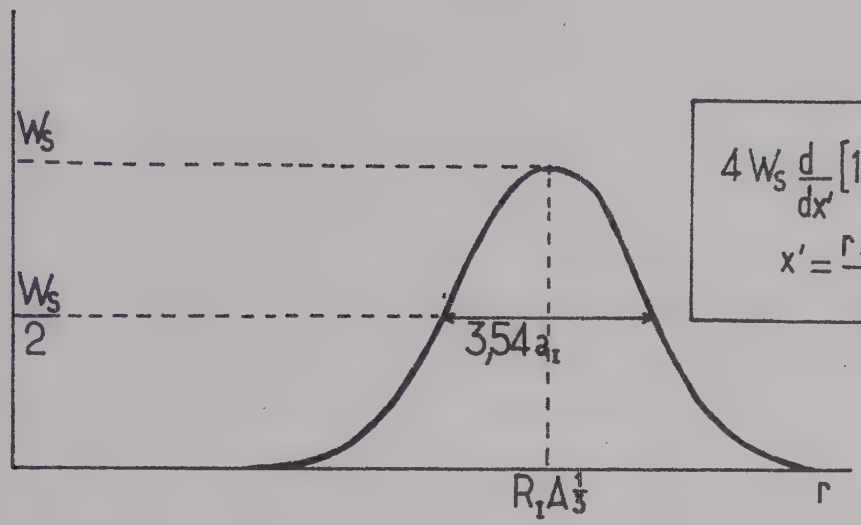
Si le modèle optique est encore valable aux énergies de 80 et 155 MeV, la recherche de ses paramètres doit se faire dans un domaine assez restreint : il est certain que plusieurs ensembles de 12 paramètres peuvent donner un accord également satisfaisant pour une série de mesures données. Mais les critères à rechercher sont une bonne continuité pour un ensemble de noyaux, à énergie incidente fixée, et un "sens physique" à attribuer aux paramètres : par exemple les rayons des distributions ne devront pas être trop différents de ceux des distributions de charge ou de matière. Ceci devrait, en principe, restreindre de beaucoup les ensembles de paramètres locaux compatibles pour toute la gamme des noyaux cibles, à une énergie incidente donnée.

II - NON-LOCALITE DU POTENTIEL OPTIQUE

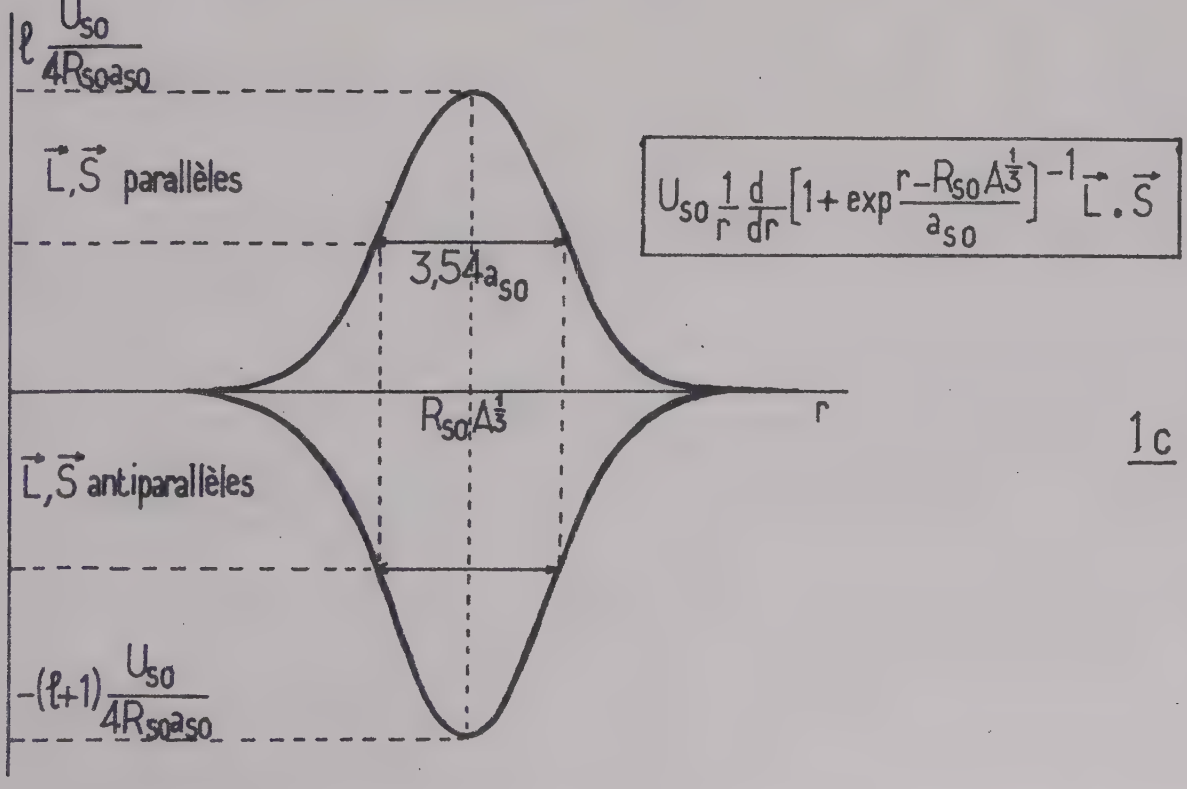
Que le potentiel optique soit non-local se traduit par le fait qu'il n'est pas diagonal dans la représentation d'espace : agissant sur une fonction d'onde $\psi(\vec{r})$, il



1a



1b



1c

Fig.1 _GEOMETRIES DU POTENTIEL OPTIQUE _ distribution de WOOD-SAXON.

s'écrit :

$$V\psi(\vec{r}) = \int V(\vec{r}, \vec{r}')\, \psi(\vec{r}')\, d\vec{r}' \qquad (I\text{-}3)$$

où $V(\vec{r}, \vec{r}')$ est la fonction qui doit tenir compte de la non-localité des forces nucléaires.

PEREY et BUCK (6) ont alors montré qu'un potentiel non-local, indépendant de l'énergie incidente, décrivant la diffusion des nucléons, était équivalent aux différents potentiels "locaux" trouvés pour expliquer la diffusion des nucléons d'énergies différentes. Ils ont d'abord remarqué qu'avec un ensemble de paramètres non-locaux, on pouvait aussi bien reproduire la diffusion des neutrons par ^{56}Fe qu'avec un ensemble de paramètres locaux. Ceci leur suggérait que les fonctions d'onde devaient être très proches dans les deux cas : $\psi_L(\vec{r}) \approx \psi_{NL}(\vec{r})$ (L = local, NL = non local). Ils ont alors identifié l'équation de SCHRODINGER pour un potentiel non-local $U_{NL}(\vec{r})$ et celle pour un potentiel local $U_L(\vec{r})$ à l'énergie incidente E, d'où la relation :

$$U_{NL}(\vec{r}) = U_L(\vec{r}) \exp\left\{\frac{M\beta^2}{2\hbar^2}\,(E - U_L(\vec{r}))\right\} \qquad (I\text{-}4)$$

pour la partie centrale réelle, par exemple .(β = portée de la non-localité).

Ils ont alors essayé de déterminer U_{NL} et β à partir de deux ensembles de paramètres locaux décrivant la diffusion des neutrons par ^{208}Pb à 7 et à 14,5 MeV, et ont trouvé :

$$U_{NL} = 70{,}3 \text{ MeV} \qquad \beta = 0{,}84 \text{ fm}$$

Remarquons que ces deux valeurs sont en bon accord avec celles obtenues à partir de l'approximation de la "masse effective" de GREEN et coll (17).
Finalement, PEREN et BUCK admettent l'ensemble de paramètres non-locaux suivants :

V_{MeV}	W_S MeV	V_{SO} MeV	r_o fm	a_{fm}	a_s fm	β_{fm}
71	15	7	1,22	0,65	0,47	0,85

V = profondeur puits central réel

W_S = " " " imaginaire

V_{SO} = " " spin-orbite

$r_o . A^{1/3}$ = rayon des puits

a = épaisseur de surface puits central réel / spin-orbite

a_s = " " " central imaginaire

Ces valeurs donnent de bons résultats jusqu'à 80 MeV (diffusion des neutrons par ^{208}Pb)

Portant sur des énergies incidentes de protons de 80 et 155 MeV, nos expériences peuvent indiquer si on peut extrapoler jusqu'à 155 MeV, étant bien entendu que notre étude a porté sur un ensemble de noyaux, et que la relation de Perey et BUCK ne vaut que pour ^{209}Pb, dans le cas de neutrons incidents La portée β de la non-localité, et la profondeur V_{NL} sont elles les mêmes pour des neutrons et des protons, et n'y a-t-il pas une dépendance en énergie autre que celle dont on tient compte ici ?

III - DIFFERENCES ENTRE LES PARAMETRES DU MODELE, POUR UNE ENERGIE INCIDENTE DONNEE

Certains faits théoriques peuvent expliquer des différences dans les paramètres du modèle d'un noyau cible à un autre.

a) Dépendance envers le spin isotopique de la cible

LANE (13) a montré que la partie réelle du potentiel optique contient une dépendance en spin isotopique proportionnelle à $\vec{t}.\vec{T}$, où $\vec{t}$ et $\vec{T}$ sont les opérateurs de spin isotopique du nucléon incident et du noyau cible. Cette dépendance s'écrit :

$$U = U_0 + U_1 \frac{\vec{t}.\vec{T}}{A} \qquad \text{A=nombre de masse de la cible (I-5)}$$

Pour des neutrons incidents (spin isotopique total du système $T = \frac{1}{2}$) :

$$U_N = U_0 - \frac{1}{2}\frac{T}{A} U_1 = U_0 + \frac{1}{4}\frac{N-Z}{A} U_I$$

N=nombre de neutrons cibles
Z= " de protons "

Pour des protons incidents, on a de la même façon :

$$U_P = U_0 + \frac{1}{2}\frac{T}{A} U_1 = U_0 - \frac{1}{4}\frac{N-Z}{A} U_1$$

Hodgson (19) a déterminé phénoménologiquement U_1 qu'il trouve égal à 120 $\pm$ 20 MeV. Cela explique donc bien pourquoi les puits réels trouvés expérimentalement sont plus profonds pour des protons que pour des neutrons, et que pour un même nucléon incident, les puits représentant les différents noyaux s'approfondissement quand A augmente.

PEREY admet également une faible dépendance supplémentaire en $\frac{Z}{A^{1/3}}$ (20)

b) Noyaux légers

On atteint avec les noyaux légers une des limites du modèle, puisque la notion de matière nucléaire leur est moins bien adaptée. Tous les nucléons étant près de la surface, on peut prévoir que l'absorption sera mieux décrite par une partie imaginaire de surface, et cela quelle que soit l'énergie incidente.

c) Noyaux déformés :

La présence connue de déformations dans certains noyaux (couche 1d, $2s_{1/2}$, région des terres rares) peut expliquer le fait que les paramètres du modèle qui les décrit ne soient pas dans la continuité des autres. Nous n'étudierons pas cet effet, qui sort du cadre de notre travail.

CHAPITRE II

LES EXPERIENCES DE DIFFUSION ELASTIQUE DES PROTONS DE 155 et 80 MeV

Peu d'expériences de diffusion élastique ont été effectuées jusqu'à présent au delà d'une centaine de MeV, au moins en ce qui concerne les expériences de polarisation. Il n'existe actuellement que le travail de JOHANSSON et coll (10) à 180 MeV, qui ont étudié les distributions angulaires des sections efficaces différentielles et des polarisations élastiques des protons diffusés par une série de noyaux compris entre Li naturel et ^{197}Au; leurs résultats sont, cependant limités à des domaines angulaires de 60° en $\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta)$ et de 30° en $P(\theta)$, à cause de la faible intensité et de la mauvaise résolution en énergie de leur faisceau.

Notre travail expérimental a alors consisté à rechercher des cibles convenables couvrant toute la gamme des masses, à utiliser la bonne résolution en énergie du faisceau et le grand pouvoir dispersif de l'analyseur qui y est joint, également à utiliser l'intensité notable du faisceau pour essayer de faire des mesures dans des domaines angulaires expérimentaux de 70 à 75° en $\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta)$, et de 55 à 65° en $P(\theta)$, indispensables pour obtenir une bonne précision des paramètres du modèle optique appliqués à nos résultats.

Nos expériences de 80 MeV sont moins précises, n'utilisant pas au mieux les possibilités du synchrocyclotron, du fait qu'on ralentit le faisceau, donc qu'on l'élargit tant en énergie qu'en résolution angulaire. Elles sont cependant utiles et suffisantes pour préciser la continuité des paramètres du modèle optique depuis les basses énergies jusqu'à 155 MeV.

A/ Choix des noyaux cibles

Les noyaux cibles que nous avons recherchés doivent répondre à plusieurs exigences :

I - Exigences expérimentales

On doit sélectionner des noyaux dont l'isotope intéressant est largement prépondérant, pour ne pas moyenner sur plusieurs distributions angulaires légèrement différentes correspondant à des isotopes en proportion non négligeable dans le mélange naturel.

D'autre part, le faisceau incident a une résolution en énergie finie, de 1 à 1,5 MeV à 155 MeV et de 4 MeV à 80 MeV, comme nous le verrons plus loin. Les noyaux choisis doivent donc avoir leurs premiers niveaux excités loin du fondamental.

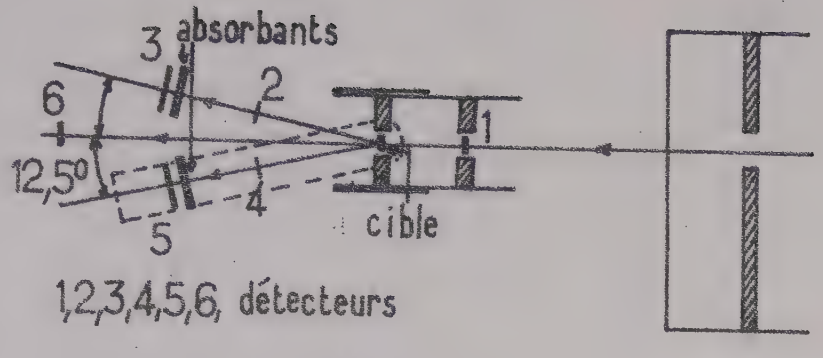
II - Exigences théoriques

Il faut trouver des noyaux cibles sphériques, ou peu déformés, pour ne pas compliquer notre analyse visant à déterminer les caractères généraux du modèle optique à 155 MeV. Il faut enfin que les noyaux choisis couvrent toute la table des masses.

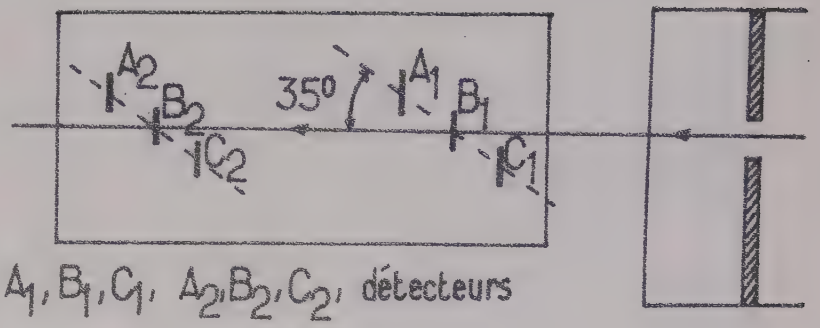
Nous avons donc été conduits à choisir les cibles indiquées dans le tableau I, pour lesquelles on donne également la pureté isotopique, le $A^{1/3}$, les premiers niveaux excités d'après les Nuclear Data Sheets (21), et les hypothèses sur la déformation.

CIBLES	$A^{1/3}$	Densité	Pureté isotopique	Iers niveaux excités (MeV)	Hypothèse de la déformation
^{12}C	2,29	1,70	99%	4,43	peu déformé
^{40}Ca	3,42	1,54	97%	3,35 3,73 3,90	pas déformé
^{140}Ce	5,20	6,78	88,5%	1,90 2,08	peu déformé
^{209}Bi	5,94	9,8	100%	0,90 (?) 1,61 2,48	pas déformé

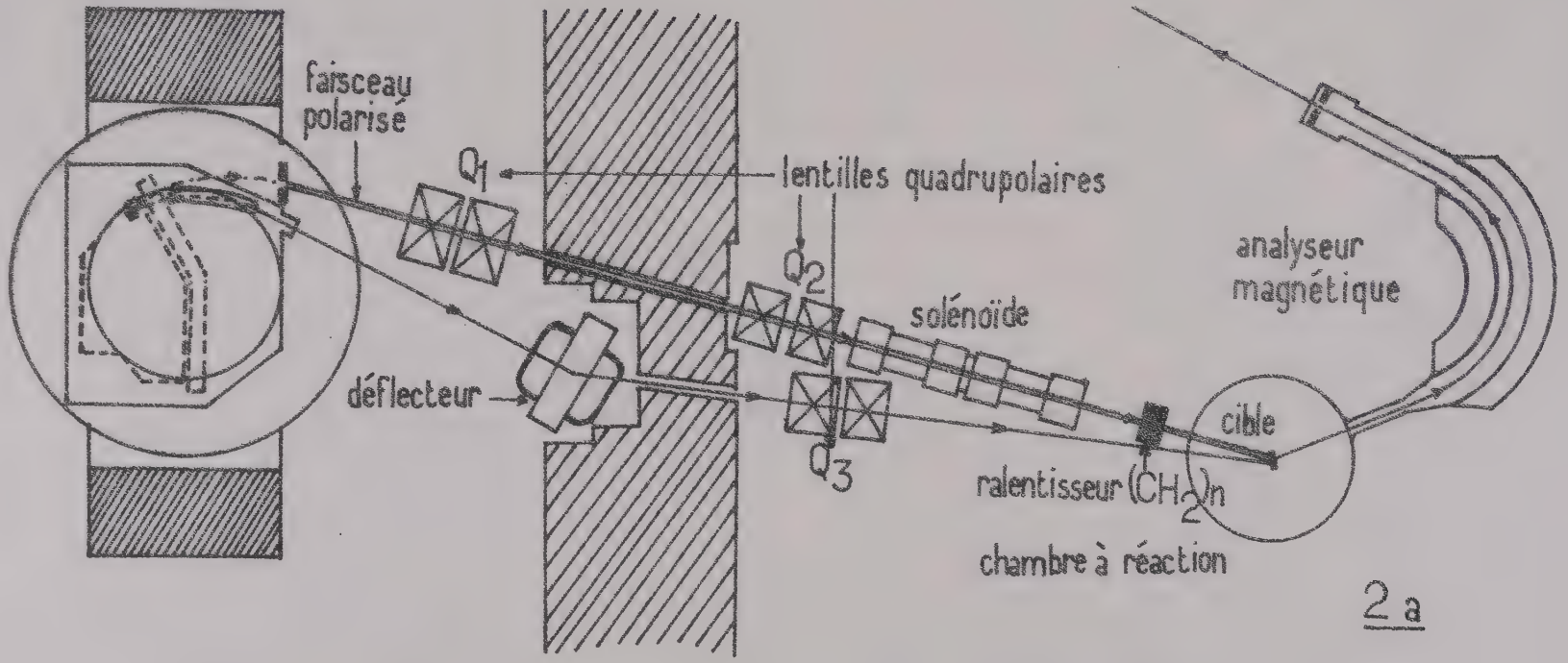
Tableau I - Cibles d'étude et leurs caractéristiques



2b



2c



2a

Fig. 2 – DISPOSITIFS EXPERIMENTAUX.

Remarque : Nous avons également analysé les résultats obtenus dans des expériences que nous avons publiées précédemment (22) sur $^{6}_{3}Li$ et $^{7}_{3}Li$ à 155 MeV, ainsi que les résultats obtenus sur ^{14}N et ^{28}Si à 155 MeV, ces derniers faisant partie d'un travail plus général concernant des niveaux inélastiques proches du fondamental de ces deux noyaux (23). Nous donnons également les caractéristiques de ces différentes cibles dans le tableau II.

Noyau	$A^{1/3}$	Densité	Premiers niveaux excités	Pureté isotopiques	Déformation
^{6}Li	1,82	0,474	2,18; 3,56	95%	déformé
^{7}Li	1,92	0,558	0,478	100%	déformé
^{14}N	2,42	0,80	2,31	99,6%	pas déformé
^{28}Si	3,04	2,3	1,77	92,2%	déformé

Tableau II - Autres cibles d'étude

B/ Expériences à 155 MeV

I - Dispositif expérimental

Il est représenté, figure (2 a)

a) Faisceau : On utilise le faisceau externe de protons de 157 MeV du synchrocyclotron, extrait par régénérateur et calcul magnétique. Il n'est donc pas polarisé. On limite sa divergence angulaire par un diaphragme de 20x40 mm, puis on le défléchit de 21° par un aimant, et on le focalise au centre d'une chambre à réaction de 2 m de diamètre par un couple de lentilles quadrupolaires. La section du faisceau la plus petite au niveau de la cible (centre de la chambre à réaction) est une tache elliptique de 15 mm de hauteur et de 10 mm de largeur, dont le centrage - important pour les mesures de sections efficaces différentielles dans les régions de grande pente - était vérifié fréquemment par films photographiques au centre de la cible, et par contrôle constant en cours d'expérience des champs de l'aimant déflecteur et des lentilles.

L'intensité du faisceau de protons tombant sur la cible est mesuré par une chambre d'ionisation à hélium, de gain connu, et par un intégrateur de courant étalonné.

b) Première diffusion et sélection des protons diffusés élastiquement - Résolution angulaire : Les cibles d'étude étaient placées au centre de la chambre à réaction. Les protons diffusés élastiquement étaient sélectionnés par l'analyseur magnétique de 120° du laboratoire (24), l'angle solide de cette diffusion étant défini par un diaphragme rectangulaire de dimensions ajustables à l'entrée de l'analyseur, à 130 cm de la cible.

Il importe de respecter le compromis entre la résolution angulaire la meilleure possible et le nombre élevé d'évènements nécessaires pour mesurer des asymétries après double diffusion avec une précision statistique suffisante. On a besoin en effet d'une bonne résolution angulaire, surtout pour les cibles de A grand pour lesquelles les distributions angulaires de $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ et de P présentent des oscillations plus resserrées : pour le cas extrême de $^{209}_{83}Bi$, par exemple, on doit avoir, avec des protons incidents de 155 MeV, des minima aigus tous les 8° environ, séparés par des maxima plus arrondis.

Toutes les contributions étant à peu près gaussiennes, la résolution angulaire globale est la somme quadratique de plusieurs termes : divergence du faisceau incident, dimensions du faisceau sur la cible, diffusion multiple à petits angles d'origine coulombienne à la traversée de la cible, et angle solide à l'entrée de l'analyseur. Compte tenu de nos exigences, nous avons adopté les conditions géométriques résumées dans le tableau III. L'élargissement angulaire à la traversée de la cible a été évalué d'après la méthode de CORMACK (25)

Divergence Faisceau incident degrés	Dimensions Faisceau sur cible degrés	cibles	epaisseur (mm)	Dispersion dûe à épaisseur cible degrés	ouverture diaphragme analyseur 25mm	ouverture diaphragme analyseur 50 mm	Résolution angulaire globale (écart standard) degrés
± 0,52°	± 0,33°	^{6}Li	12,9	± 0,40	± 0,54		± 0,95
			-	-		± 1,08	± 1,30
		^{7}Li	12,7	± 0,41	-		± 0,95
			-	-		-	± 1,30
		^{12}C	5	± 0,43	-		± 0,95
			10	± 0,63	-		± 1,05
			-	-		-	± 1,40
		^{14}N	16	± 0,90	-		± 1,10
			--	-		-	± 1,70
		^{28}Si	1,9	± 0,35	-	-	± 0,92
			-	-		-	± 1,35
		^{40}Ca	2	± 0,48	-		± 0,95
			5,2	± 0,80	-		± 1,10
			7,2	± 0,97	-		± 1,15
			-	-		-	± 1,75
		$^{140}Cé$	0,5	± 0,78	-		± 1,08
			-	-		-	± 1,65
			1	± 1,2		-	± 1,80
		^{209}Bi	0,42	± 0,90	-		± 1,20
			-	-		-	± 1,60
			1	± 1,63		-	± 2,0

Tableau III - Conditions expérimentales pour les expériences de 155 MeV

La résolution en énergie du faisceau après la première diffusion variait entre 1 MeV aux petits angles de diffusion et 1,5 MeV aux grands angles. Elle résulte :

- de la résolution intrinsèque du faisceau : 0,7 MeV quand on limite les oscillations radiales par un diaphragme en placé à l'intérieur du synchrocyclotron, ne laissant ainsi passer que le cinquième du faisceau maximum, et 1 MeV quand on laisse passer le tiers du faisceau maximum (la résolution du faisceau a d'ailleurs été bien améliorée depuis ces expériences).

- des différents élargissements lors de la traversée par le faisceau des différentes fenêtres d'aluminium (entrée et sortie des tuyaux d'amenée des protons, entrées et sorties de la chambre à réaction et de l'analyseur).

- Enfin du "straggling" en énergie dans les cibles d'étude, surtout aux grands angles de diffusion. On réduit ce dernier terme en plaçant la cible à $\frac{\theta_{LAB}}{2}$ quand on diffuse à θ_{LAB}.

Toutefois, cette résolution en énergie est suffisante pour séparer les pics élastique et inélastiques dans l'analyseur, pour toutes les cibles que nous avons sélectionnées.

La première cible étant placée au foyer objet de l'analyseur, la dispersion au foyer image est donnée en fonction de l'énergie par :

$$\frac{\Delta y^{cm}}{360} = \frac{\Delta E}{E} \qquad \text{(II-1)}$$

Pour un faisceau de 1 à 2,5 MeV de large, on obtient une dispersion au foyer de 2,7 à 4,1 cm. Le grandissement vertical étant proche de 1, la hauteur du faisceau diffusé est d'environ 1,5 cm. Ces dimensions conditionnent la géométrie de la deuxième diffusion.

Le champ magnétique d'analyse est mesuré par la fréquence d'accord d'une sonde à résonance nucléaire placée dans le champ de fuite des pièces polaires.

c) Deuxième diffusion : On mesure la polarisation des protons diffusés élastiquement et séparés par l'analyseur par l'asymétrie résultant d'une deuxième diffusion sur cible de carbone de 10 mm d'épaisseur, de 30 mm de largeur

placée au foyer image de l'analyseur. Cette deuxième diffusion doit être entièrement connue. Le polarimètre construit et étalonné par B. TATISCHEFF (26) est représenté sur la figure (2b). Deux télescopes identiques recueillent simultanément les protons diffusés à 12,5° gauche et droite, dans le plan de diffusion. Ils ont en commun un scintillateur plastique 1 placé avant la cible, de 26 mm de large. Chacun d'eux comporte ensuite deux autres scintillateurs plastiques de 35 mm de large (2 et 4) et de 80 mm de large (3 et 5), sur un bras à 12,5° de la cible. Les coïncidences 1-2-3 et 1-4-5 assurent bien que les télescopes ont été traversés par des protons venant du faisceau et diffusés par la cible de carbone à 12,5°. Des absorbants de cuivre placés entre 2 et 4, 3 et 5 ne laissent passer que les protons ayant perdu moins de 10 MeV dans la seconde diffusion, pour ne garder que les contributions des diffusions sur le fondamental, les niveaux de 4,4 ; 7,6 ; 9,6 MeV donnant tous la même polarisation. Ces télescopes sont interchangeables par rotation autour de l'axe du cylindre qui les supporte, aligné avec l'axe du faisceau sortant de l'analyseur à mieux d'un dixième de degré : on sépare chaque mesure en deux par rotation de 180° de ces télescopes, la moyenne entre les deux demi-mesures éliminant les erreurs systématiques dûes aux différences possibles dans l'électronique et la position des deux bras.

Enfin, un dernier scintillateur plastique de 40 mm de large, lui aussi précédé d'un absorbant de cuivre, est centré sur le faisceau à 60 cm derrière la cible et mis en coïncidence avec 1, pour recueillir le spectre des protons en fonction du champ dans l'analyseur; ceci permet d'une part la mesure de l'aire du pic élastique, donc de la section efficace différentielle à θ_{LAB}, d'autre part, en jouant sur le champ magnétique, de centrer le maximum du pic élastique sur le polarimètre pour les mesures d'asymétrie.

Des blindages de laiton au niveau du scintillateur 1 et de la cible, protègent les télescopes contre le fond important venant de l'analyseur et interdisant la plupart des traversées directes de 1-2-3 et 1-4-5 par des particules non diffusées par le carbone. Un diaphragme est placé à la sortie de l'analyseur pour couper les trajectoires directes limites des protons dans l'analyseur. On diminue enfin le fond venu du synchrocyclotron en dressant un mur de béton -paraffine derrière tout le dispositif de mesures.

d) Electronique : Les six détecteurs sont reliés par câbles adaptés aux circuits électroniques. On effectue les coïncidences doubles 1-6 pour les mesures des sections efficaces différentielles, et les coïncidences triples 1-2-3 et 1-4-5 pour les mesures d'asymétrie ,dans des circuits à transistors à avalanche (27) de temps mort 8.10^{-8} seconde à

l'entrée et à la sortie, et de temps de résolution réglé à 12.10^{-9} seconde.

On veut également s'assurer que les coïncidences fortuites sont négligeables, ou au moins les évaluer pour les grands angles de diffusion, où le fond s'est révélé important malgré la protection de béton-paraffine; pour cela, on enregistre les coïncidences doubles 2-3 et 4-5 dans deux circuits identiques aux précédents, ainsi que le nombre d'impulsions sur la voie 1, car on estime que les coïncidences fortuites peuvent venir entre le 1, qui compte beaucoup, et tout le fond traversant 2-3 ou 4-5 dont les surfaces sont importantes. Pour le circuit 1-2-3, par exemple, les coïncidences fortuites sont données par :

$$Nf = (N_{23} - N_{123})N_1 \times \frac{2\tau_{123}}{t\chi}$$

avec 2τ = temps de résolution du circuit de coïncidences

χ = temps d'occupation du faisceau vu par l'électronique

t = temps de mesure

Pour mesurer χ, on peut mesurer à part les fortuites en 1-6 quand les impulsions 1 ont été retardées d'un intervalle de la microstructure du faisceau (47 ns). Le circuit 1-6 étant en effet identique aux circuits 1-2-3, 2-3, 1-4-5, 4-5. On a alors

$$\chi = N_I \text{ (retardé) } N_6 \frac{2\tau_{1-6}}{N_{f1-6}t}$$

II - Sections efficaces différentielles

a) Principe des mesures - Choix des angles de mesure

La section efficace différentielle à l'angle θ_{LAB} se déduit du spectre de protons diffusés élastiquement, mesuré par les coïncidences 1-6 en fonction du champ magnétique de l'analyseur, c'est à dire de l'énergie des protons. Chaque point du spectre est compté pour une même quantité de faisceau incident.

On réalise auparavant l'alignement de 1-6 avec le faisceau sortant de l'analyseur par les opérations suivantes, pour une diffusion sur cible de carbone à $\theta_{LAB}=10°$:

-Centrage du pic élastique sur le détecteur 1 en agissant sur le champ magnétique de l'analyseur jusqu'au maximum d'impulsions 1, à quantité de protons donnée.

- Centrage du détecteur 6 que l'on déplace par télécommande jusqu'au maximum de coïncidences 1-6 (on vérifie que cela correspond d'ailleurs au maximum d'impulsions 6). Avant les mesures, on détermine aussi la direction moyenne du faisceau donnant le 0° de référence pour tous les angles de diffusion. Pour ce faire, on trace les spectres élastiques de diffusion sur le carbone aux angles 16° et 16,5° gauche, et 16° droite, qui correspondent au maximum de pente de $\frac{d\sigma}{d\Omega}$. Par extrapolation, on obtient ainsi l'angle gauche donnant le spectre de même aire que celui de 16° droite : le 0° est alors la bissectrice de ces deux angles.

Aussi bien à 155 MeV qu'à 80 MeV, les angles de mesures sont choisis en fonction des exigences suivantes, à la fois pour $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ (θ) et pour $P(\theta)$.

- Il faut préciser la position des maxima et des minima dans les distributions angulaires de $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ (θ) et de $P(\theta)$. On effectue donc une mesure ou deux (lorsqu'on n'atteint pas l'extremum exactement lors de la première mesure) à chaque extremum, le plus précisément possible. On complète les courbes par une mesure sur chaque pente, la précision étant là moins nécessaire, si bien qu'une oscillation est décrite en moyenne par 4 points expérimentaux.

- Il est inutile de trop resserrer les angles de mesure : on atteint alors, en effet, les limites de la résolution angulaire expérimentale. Cette remarque est surtout valable aux grands angles de diffusion où, de plus, la statistique devient faible.

Aux petits angles de diffusion, où la section efficace est grande, on limite les pertes à 6% au maximum, pertes que l'on peut d'ailleurs calculer précisément par la formule donnée en note. Elles deviennent rapidement négligeables dés qu'on augmente l'angle de diffusion.

Note : Calcul des pertes en coïncidences doubles 1-G

Les pertes proviennent de la voie en coïnci dence qui compte le plus - la voie 1 dans notre cas.

b) Calcul de $\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta_{CM})$

$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta_{LAB})$ s'obtient par le rapport de la surface du spectre obtenu à celle du spectre de protons diffusés par l'hydrogène d'une cible de polyéthylène $(CH_2)_n$ à $25°_{LAB}$, angle pour lequel le fond continu sous le pic d'hydrogène (provenant de la diffusion fortement inélastique sur le carbone : excitation de 24 MeV) est devenu linéaire et se déduit facilement. On se trouve alors avec des protons diffusés de 115 MeV environ.

La valeur de $\frac{d\sigma}{d\Omega}$H (25° LAB) est déduite de :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \text{ H } (51{,}1° \text{ CM}) = 3{,}80 \pm 0{,}11 \text{ mb/stéradian}$$

donnée par Cavers azio et Michalowicz (29).

La comparaison des deux spectres doit tenir compte :

- des différences de conditions d'intégration des protons incidents;
- du fait que l'analyseur disperse différemment des protons diffusés à 155 MeV et dans la région de 150 MeV, d'après la relation (II-I);
- de ce que la cible de carbone est en permanence entre les détecteurs 1 et 6. La partie du faisceau qu'elle diffuse n'est pas négligeable : 11% vers 150 MeV et 17% vers 115 MeV. Un étalonnage de la perte par diffusion dans la cible de carbone a pu être effectué en fonction de l'énergie des protons.

Soit χ le temps d'occupation calculé plus haut. Le circuit voit réellement :

$$\lambda = \frac{N_1}{\chi t} \text{ impulsions, 1 par seconde,}$$

quand il "travaille".

Chaque jet de protons étant espacé de t_o = 47 ns (intervalle entre les jets de la microstructure du faisceau) et le temps mort à l'entrée du circuit étant 8.10^{-8} seconde - donc compris entre 1 et 2 intervalles de la microstructure - CORMACK (28) montre que le taux de pertes x est donné par :

$$x = \lambda t_o \left(\frac{3}{2} - 2\lambda to\right)$$

Un comptage à la cadence de $\frac{N_1}{\chi t} = 1{,}6.10^6$/S donne, par exemple 10% de pertes.

Les valeurs des sections efficaces différentielles ainsi trouvées ont été portées sur les figures (4) à (11) dans le système du centre de masse.

Notons enfin que pour ^{140}Ce (et dans une expérience précédente, poir le niveau de 0,478 MeV de ^{7}Li), il a été nécessaire de soustraire du spectre la contribution du niveau de 1,50 MeV excité surtout aux grands angles.

c) Précisions : Il existe deux types d'erreurs dancs ces mesures :

- Les erreurs statistiques, provenant à la fois de l'erreur sur $\frac{d\sigma}{d\Omega}_{H}$ $(51,1°_{LAB})$ (3%), et de l'erreur statistique sur nos mesures pour l'hydrogène et l'élément étudié (0,7% aux petits angles à 7% aux grands angles), de la fluctuation dans le fonctionnement de la chambre d'ionisation et de l'intégrateur de courant, et de l'inégalité d'épaisseur de cible rencontrée par le faisceau - qu'il se déplace ou non - les deux dernières erreurs ont un effet négligeable, et l'erreur statistique globale est évaluée entre 4% aux petits angles à 8% aux grands angles pour toutes les cibles : c'est la seule que nous avons portée sur les figures et dont nous avons tenu compte dans l'analyse en potentiel optique.

- Les incertitudes systématiques : façon de déduire le fond sous le pic d'hydrogène, étalonnage de la perte par diffusion dans la cible de carbone, incertitude sur l'énergie exacte de la réaction. On a admis une incertitude systématique globale de l'ordre de $\pm$5% (bien qu'elle soit difficile à évaluer) pour touttes les cibles à tous les angles. Des essais de normalisation globale des sections efficaces différentielles - que l'on peut inclure dans le programme de recherche automatique des paramètres du potentiel - n'ont jamais apporté de meilleur accord.

III - Polarisations

a) Principe des mesures : Le spectre des protons diffusés élastiquement à θ_{LAB} ayant été centré sur le polarimètre, la polarisation $P(\theta_{LAB})$ se déduit de l'asymétrie mesurée avec le polarimètre après deuxième diffusion sur une cible de carbone à un angle moyen de 12,5°, cet angle correspond à l'optimum du produit $\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) \times P^2(\theta)$ pour le carbone à l'énergie moyenne de la deuxième diffusion. Soient P le pouvoir d'analyse du polarimètre, N_G et N_D le nombre de coïncidences triples comptées en 1-2-3 et 1-4-5 à 12,5° gauche et droite, la première diffusion étant faite à gauche.

L'asymétrie mesurée est :

$$\varepsilon = P(\theta_{LAB})P' = \frac{N_G - N_D}{N_G + N_D} \qquad \text{(II-2)}$$

Les comptages après double diffusion sont faibles, aussi effectuons-nous les mesures de $P(\theta_{LAB})$ aux petits angles avec 10% de pertes sur le détecteur 1 commun aux deux ensembles de coïncidences triples. On limite alors le nombre total d'évènements comptés, $N_T = N_G + N_D$, à 10 000, ce qui donne une erreur statistique sur ε inférieure à 1% d'après la relation :

$$\sigma(\varepsilon) = \sqrt{\frac{1-\varepsilon^2}{N_T}} \qquad \text{(II-3)}$$

Aux plus grands angles, seule l'erreur statistique devient importante, chaque mesure étant de toutes façons limitée à deux heures.

b) Calcul de $P(\theta_{CM})$: Il faut connaître le pouvoir d'analyse P' du polarimètre. Celui-ci varie en fonction de l'angle de diffusion, puisque l'énergie des protons après la première diffusion varie. On a donc procédé à un étalonnage préalable, donnant P' en fonction de l'énergie E des protons. Pour ce faire, on a effectué une première diffusion à 12,5° sur cible de carbone très mince (4 mm) (26), afin que les deux diffusions successives aient l'énergie la plus proche possible. D'où la valeur de référence à 12,5°.

$$P_1 = \sqrt{\varepsilon} = 0{,}589 \pm 0{,}010$$

On dégrade ensuite l'énergie E des protons à la sortie de l'analyseur de quantités connues par un absorbant léger (polyéthylène) et on mesure chaque fois l'asymétrie; d'où un étalonnage $\varepsilon(E)$. Le pouvoir d'analyse est alors :

$$P'(E) = \frac{\varepsilon(E)}{P_1} \qquad \text{(II-4)}$$

L'énergie des protons dans l'analyseur est connue pour chaque θ_{LAB} par la valeur du champ de l'analyseur; P' est donc connu pour chaque mesure, et $P(\theta_{LAB})$ se déduit par la relation (II-2).

Les polarisations ainsi trouvées ont été portées sur les figures (4) à (11), dans le système du centre de masse.

Remarquons que pour ^{140}Ce, la contribution du pic inélastique, qu'on devait déduire en section efficace est négligeable à l'endroit du spectre élastique où l'on effectue la mesure d'asymétrie. Ce n'était pas le cas dans une expérience précédente (22) sur ^{7}Li, où il avait fallu tenir compte du niveau de 0,477 MeV très proche de l'élastique.

c) Précisions : Les erreurs statistiques se déduisent de (II-3) et de l'erreur sur P'(E) connue d'après l'étalonnage :

$$\Delta P(\theta_{LAB}) = P(\theta_{LAB}) \times \sqrt{\{\sigma(\varepsilon)\}^2+\{\sigma(P')\}^2} \qquad (II-5)$$

Seules ces erreurs statistiques ont été portées sur les courbes 3 à 10 et ont pondéré les points de mesure dans l'analyse des résultats en potentiel optique.

Les seules erreurs systématiques possibles peuvent provenir :

- d'un défaut d'équilibre dans les deux télescopes : cette cause d'erreur s'élimine par la technique des deux demi-mesures, à condition que celles-ci soient bien faites à même quantité de protons incidents sur la première cible.

- d'un défaut d'alignement de l'axe du polarimètre avec l'axe du faisceau sortant de l'analyseur : cet alignement est fait à 0,1° près, ce qui amène une erreur systématique possible de 2%.

C/ Expériences à 80 MeV

La méthode utilisée dans nos expériences de 155 MeV se justifie par les grandes polarisations attendues pour des protons diffusés à cette énergie. Les asymétries après double diffusion sont alors notables et faciles à mesurer.

Il n'en va plus de même pour des protons incidents de 80 MeV : la polarisation attendue d'après plusieurs expériences précédentes (30) et d'après les prévisions fondées sur la diffusion nucléon-nucléon , est faible. D'autre part, la nécessité d'absorber une partie de l'énergie des protons pour les ramener à 80 MeV entraîne une perte importante d'évènements par diffusion parasite dans l'absorbant.

Ces différentes raisons nous ont incités à adopter une méthode différente : il s'agit de conserver toujours une première diffusion polarisante, à l'énergie la plus proche de l'énergie maximum du synchrocyclotron (puisque la polarisation est alors grande), dont on mesure toutes les caractéristiques, en particulier la polarisation et l'énergie. On dégrade ensuite cette énergie du faisceau polarisé jusqu'à 80 MeV, ce qui ne doit pas amener de dépolarisation, et on effectue la deuxième diffusion sur les cibles d'étude. L'analyseur sélectionne alors les protons diffusés élastiquement à θ_{LAB}, puis à $-\theta_{LAB}$. Enfin, un système de détection enregistre les spectres élastiques correspondants, auxquels sont directement reliées l'asymétrie résultant des deux diffusions, ainsi que la section efficace différentielle élastique de la deuxième diffusion. Au lieu de mesurer la deuxième diffusion aux angles $\pm \theta_{LAB}$, on verra qu'il est d'ailleurs préférable de la mesurer à un seul des angles, à condition de faire tourner le spin des protons polarisés - avant la deuxième diffusion - de 180° autour du plan de diffusion, par l'intermédiaire d'un champ magnétique colinéaire au faisceau, et de mesurer les spectres élastiques avec "spin ↑" et "spin ↓"; le champ magnétique est produit par un solénoïde.

I - Dispositif expérimental

Il est représenté, figure (2a).

a) Le faisceau polarisé; première diffusion : Un premier essai de production et d'exploitation d'un faisceau polarisé a déjà été effectué à Orsay par C. CAVERSAZIO (31) qui obtenait une polarisation de 40% pour une énergie de 138 MeV.

On extrait le faisceau par diffusion des trajectoires internes régénérées sur une cible de carbone de 1 cm d'épaisseur et de 1 cm de largeur. Le faisceau normal sortant à la trajectoire n, la cible est placée sur la trajectoire (n-1). On contrôle sa position, après chaque sortie de la cible, en mesurant les variations des courants obtenus dans une chambre d'ionisation placée à la sortie normale du synchrocyclotron, et dans une chambre placée sur le trajet du faisceau polarisé. Ces variations caractéristiques devraient assurer d'une fois à l'autre qu'on replace la cible au même endroit, et que l'angle de diffusion, l'énergie et la polarisation du faisceau ne varient pas; mais il vaut mieux ne pas déplacer la cible si l'on ne veut pas être contraint de remesurer la polarisation, l'énergie et l'angle de sortie du faisceau.

Les protons diffusés dans ces conditions possèdent une polarisation normale au plan de diffusion.

On ne garde qu'une partie de l'ensemble des protons diffusés, ceux passant par un diaphragme rectangulaire de 10 cm de largeur et de 15 cm de hauteur, placé directement dans le champ de fuite du synchrocyclotron. Du fait de ce champ de fuite, on ne peut déterminer directement l'angle de diffusion moyen sur la cible; cependant, on verra plus loin comment, connaissant l'énergie du faisceau, on a pu l'évaluer à 12,5°.

On a également la possibilité de diaphragmer après un parcours de 2 m environ dans le champ de fuite, qui aurait un faible pouvoir analyseur; on espèrerait ainsi améliorer la résolution en énergie du faisceau polarisé.

b) Focalisation : On focalise ensuite le faisceau au centre de la chambre à réaction par l'intermédiaire de deux doublets de lentilles quadrupolaires. Le premier doit en principe rendre le faisceau parallèle, le deuxième focalisant ce faisceau parallèle. En réalité, on ne peut obtenir d'image nette du fait du champ de fuite dû au synchrocyclotron, et qui précède l'ensemble focalisant car on n'a pas d'objet ponctuel. Les valeurs des courants dans les lentilles que nous avons été contraints d'adopter sont celles conduisant au maximum de faisceau sur une chambre d'ionisation placée avant la chambre à réaction. Elles correspondent à une section de faisceau au niveau de la cible à peu près elliptique, de 4 cm de largeur et 6 cm de hauteur.

c) Solénoïde : Les sections efficaces différentielles et les polarisations se déduisent des mesures des spectres élastiques après diffusion symétrique à gauche et à droite sur les cibles d'étude. Ces spectres sont sélectionnés par l'analyseur, et de fausses asymétries peuvent alors apparaître quand on diffuse à gauche et à droite un faisceau de répartition non symétrique au niveau de la cible. De plus, on est obligé de couper le faisceau chaque fois que l'on veut passer à l'angle symétrique.

Il nous a donc semblé préférable d'utiliser un solénoïde qui, pouvant retourner le spin des protons polarisés de 180°, donne la même asymétrie à l'angle θ_{LAB} qu'à l'angle $-\theta_{LAB}$ dans la méthode précédente. On garde ainsi une deuxième diffusion constamment à gauche (la première étant également faite à gauche), d'où la même transmission dans l'analyseur. On verra qu'on peut définir un "zéro degré" pour des diffusions avec ou sans rotation du spin de 180°.
Le solénoïde a été étudié en détail et décrit par LE GUYADER (32).

i : Description et caractéristiques

D'une longueur totale de 3,28 m, il est constitué de deux parties identiques (1,64 m) placées bout à bout, et mises en série électriquement. La lecture de l'intensité, importante pour la précision des mesures, se fait au voltmètre digital, de sensibilité 10^{-4}.

Le champ longitudinal intégré le long de l'axe du solénoïde, pour l'intensité maximum supportable, est de :

$$\int B d\ell = 2{,}144.10^{6} \text{ gauss-cm}$$

A 9 cm de l'axe, il est de :

$$\int B d\ell = 2{,}143.10^{6} \text{ gauss-cm}$$

Un faisceau de protons de 18 cm de section voit donc le même champ à mieux que 5.10^{-4}.

Le solénoïde comporte en outre un champ radial notable aux extrémités.

ii : Effets du solénoïde

Il a 4 effets principaux.

- Rotation du spin des protons : c'est l'effet recherché. On dispose d'un abaque de courbes d'intensité à appliquer au solénoïde pour retourner le spin des protons de l'angle voulu, pour une énergie donnée.

- Pouvoir focalisant : le champ radial aux extrémités du solénoïde a un effet focalisant, quel que soit le faisceau le traversant. On sera donc contraint de changer les courants de focalisation des lentilles quadrupolaires si on veut retrouver sur la cible les mêmes dimensions de faisceau.

- Rotation de l'image : la rotation du spin des protons s'accompagne d'une rotation de leurs trajectoires (quand le faisceau est parallèle, celles-ci sont des hélices). Donc, si la répartition du faisceau tombant sur la cible n'est pas uniforme, la rotation de l'image entraîne de fausses asymétries géométriques entre des mesures faites avec ou sans courant dans le solénoïde. En particulier, le 0° moyen du faisceau peut être différent dans les deux cas.

- Effet de non-alignement du faisceau avec le solénoïde : le solénoïde a été aligné au théodolite sur un axe passant par

les centres des lentilles et de la chambre à réaction. Si son axe n'est pas confondu avec l'axe du faisceau, il s'ensuit là encore une rotation et un déplacement de l'image sur la cible.

Nous verrons plus loin les méthodes utilisées pour pallier ou tout au moins évaluer les effets parasites accompagnant la rotation du spin des protons dans le solénoïde, d'après les prévisions théoriques de ces effets dégagées par J. LE GUYADER.

d) Ralentissement à 80 MeV : Un absorbant est placé sur le trajet du faisceau pour ralentir les protons à 80 MeV environ, ce qui, compte tenu de l'absorption dans les cibles, donne une énergie moyenne de 75 à 78 MeV pour la deuxième diffusion.

Comme pour les expériences de 155 MeV, la résolution angulaire est plus importante que la largeur en énergie du faisceau polarisé. On choisit donc un absorbant léger que donne le straggling angulaire minimum pour une même absorption. C'est du polyéthylène $(CH_2)_n$ d'épaisseur 9 cm, contribuant pour $\pm$ 1,35° dans la résolution angulaire totale.

Différents essais ont été effectués pour déterminer où doit se trouver l'absorbant pour donner le faisceau le plus fin sur la cible, avec l'intensité la meilleure. On a trouvé qu'il fallait placer le ralentisseur après le solénoïde, le plus près possible de la chambre à réaction.

Enfin, différents diaphragmes ont été placés sur le trajet du faisceau pour diminuer ses dimensions sur la cible, tout en maintenant une intensité suffisante pour nos mesures.

Une chambre d'ionisation à air, couplée à un intégrateur étalonné, assure le monitorage.

e) Deuxième diffusion et analyse-Monitorage : Le faisceau au niveau de la cible a au mieux une section circulaire de 8 cm de diamètre : c'est alors la contribution principale à la résolution angulaire globale. Nous avons donc été amenés à utiliser des cibles plus étroites, de 5 cm de largeur (élargissement angulaire $\pm$ 1,05°). Mais alors, la concentration du faisceau au niveau des cibles est différente, du fait que la focalisation change pour des mesures faites avec et sans courant dans le solénoïde. Il faut pouvoir déterminer très précisément cet effet, si on veut attribuer des valeurs absolues aux sections efficaces différentielles et calculer correctement les polarisations. De très nombreuses comparaisons en cours d'expérience entre les comptages avec et sans courant dans le solénoïde pour des angles de

diffusion symétrique à même quantité de protons traversant la chambre d'ionisation, nous ont permis d'attribuer un coefficient constant à toutes les mesures faites sans courant dans le solénoïde :

$$a = 1{,}10 \pm 0{,}01$$

Une erreur systématique est possible sur a, qui sera discutée plus loin.

Les caractéristiques des cibles utilisées sont données dans le tableau IV, ainsi que la résolution angulaire que l'on obtient.

Divergence Faisceau incident (º)	Elargissement Dû a l'absorbant (º)	Dimensions Faisceau sur cible (º)	Cibles	épaisseur cible mm	Dispersion Dûe à l'épaisseur cible (º)	Ouverture Diaphragme analyseur 25	Ouverture Diaphragme analyseur 50	Résolution angulaire Globale (º) écart standard
± 0,75	±1,35	± 1,05	^{12}C	6	± 0,54		±1,08	2,22
			^{40}Ca	7,5	± 1,14			2,42
			^{140}Ce	1	± 1,10			2,41
			^{209}Bi	1	± 1,88	±0,54		2,70
								2,85

Tableau IV - Résolution angulaire dans les expériences de 80 MeV

Les protons diffusés élastiquement sont sélectionnés dans l'analyseur. Nous avons vérifié que la relation (II-1) donne encore la dispersion au foyer image; pour des protons de 75 MeV, une dispersion de 1 MeV doit alors correspondre à 4,8 cm au foyer image.

Cette valeur, jointe aux estimations que l'on a pu faire sur la largeur en énergie que devait avoir le faisceau polarisé, puis diffusé par la cible d'étude (4 MeV environ), nous a permis de construire le dispositif utilisé.

f) Système de détection : Il est représenté sur la figure (2-c). Comme nous attendions une faible statistique dans l'utilisation du faisceau polarisé, et que nos mesures se limitent à des enregistrements de spectres élastiques, nous avons voulu mesurer trois points de chaque spectre en même temps. Le système de détection est donc constitué d'un ensemble de 3 télescopes identiques. Disposé perpendiculaire-

ment à la direction du faisceau, chacun d'eux comporte deux scintillateurs plastiques (A_1-B_1, A_2-B_2, A_3-B_3) de 4 cm de large, distants de 60 cm. Les impulsions de A_1-B_1, A_2-B_2, A_3-B_3 sont mises en coïncidence dans 3 circuits à transistors à avalanche identiques à ceux utilisés dans les expériences de 155 MeV, et de temps de résolution ajusté à 12.10^{-9} secondes.

II - Essais et étalonnages

a) Système de détection : On a étalonné l'efficacité des 3 télescopes par recouvrement des mesures sur un même spectre élastique : celui de ^{12}C à petit angle où la statistique est meilleure. Aux taux de comptage les plus élevés, on a d'ailleurs vérifié que les pertes sont négligeables.

On a également vérifié la relation (II-1) en mesurant l'écart entre le pic élastique et le pic de 4,43 MeV de ^{12}C à petit angle, où les différences d'énergie de recul du noyau sont négligeables.

On a enfin étalonné la distance entre les 3 télescopes, compte tenu de la relation (II-1) et des courbes d'étalonnage donnant l'énergie des protons dans l'analyseur en fonction de la fréquence de résonance de la sonde à résonance nucléaire. L'écart adopté est tel qu'il suffit de 4 ensembles de 3 points de mesures pour préciser un spectre élastique à 75 MeV, de 4 MeV de large.

b) Résolution en énergie, résolution angulaire

La résolution en énergie de faisceau résultant est d'environ 4 MeV après diffusion sur la deuxième cible.

La résolution angulaire est donnée dans le tableau IV.

c) Recherche du "zéro degré" du faisceau polarisé :

Nous avons vu plus haut que l'établissement d'un courant dans le solénoïde est susceptible de modifier la direction moyenne du faisceau polarisé incident sur la cible d'étude. Or, il importe de déterminer avec précision quel est le repère 0° du faisceau polarisé pour les mesures faites avec ou sans courant dans le solénoïde : il faut, en effet, évaluer les fausses asymétries géométriques qui peuvent être importantes dans les régions de section efficace différentielle rapidement variable. Afin que cet étalonnage soit plus fin, nous l'avons effectué

sur le faisceau polarisé non ralenti.

On a comparé les mesures faites sur $^{20^0}$Bi dans la région de 8°_{LAB}, pour laquelle la section efficace différentielle est très rapidement décroissante (8% pour 0,1°). Ces mesures (à 4% de statistique au maximum) sont faites dans les conditions suivantes :

i): Diffusions à θ_1 (diffusion à gauche) et à θ'_1 (droite) tels que les spectres élastiques soient identiques, avec, dans les deux cas :

- courant dans le solénoïde pour une rotation de spin de + 90° (le vecteur polarisation est alors dans le plan de diffusion, et il n'y a pas d'asymétrie théorique)

- focalisation donnant au faisceau la même géométrie que celle quand il n'y a pas de courant dans le solénoïde.

Les angles θ_1 et θ'_1 ont pu être déterminés par les spectres de diffusion élastique correspondants identiques à 2,5% près. Le 0° avec solénoïde est donc : $\frac{\theta_1+\theta'_1}{2}$

ii): Diffusions à θ_2 (gauche) - sans courant dans le solénoïde,
- focalisation correspondante,
et à θ'_2 (droite) - avec courant dans le solénoïde par une rotation de spin de 180°.
- focalisation donnant la même géométrie au faisceau.

On montre que dans ce cas, on ne peut que déterminer la bissectrice des 0° avec ou sans courant dans le solénoïde. On a trouvé
$\frac{\theta_2+\theta'_2}{2}$ = 0,03° à gauche de $\frac{\theta_1+\theta'_1}{2}$

iii) : Diffusions à θ_3 (gauche) - avec courant dans le solénoïde pour rotation du spin de 180°
- focalisation correspondante
et à θ'_3 (droite) - sans courant dans le solénoïde focalisation correspondante

Là encore, on ne peut qu'atteindre la bissectrice des 0° avec et sans courant dans le solénoïde. On trouve
$\frac{\theta_3+\theta'_3}{2}$ = 0,02° à droite de $\frac{\theta_1+\theta'_1}{2}$

Les angles déterminés par les deux dernières méthodes sont très proches de celui trouvé par la première méthode, qui donne le 0° avec (spin →), mais avec une focalisation différente de celle que nous utilisons dans l'expérience. On ne peut cependant jamais connaître les 0° avec (spin ↑) et avec (spin ↓). Au cours de l'expérience, nous avons alors été contraints plusieurs fois de faire des mesures à des angles symétriques, sans utiliser le solénoïde, de façon à évaluer cette différence entre les 0°. Malgré le fait qu'on ne soit pas encore dans les conditions idéales, ainsi que nous l'avons vu plus haut, il semble qu'on puisse donner une limite raisonnable à la différence entre les 0° avec (spin ↑) et avec (spin ↓), qui serait de 0,1°.

De ces considérations, on peut dégager quatre conséquences :

- l'impossibilité de connaître l'angle de diffusion à mieux que 5.10^{-2} degré.

- une incertitude sur le coefficient a qu'il faut attribuer à toutes les mesures faites avec (spin ↑). Elle doit être très faible, compte tenu de l'écart très faible trouvé entre les différentes valeurs de a.

Une incertitude systématique sur la détermination de P_1, polarisation du faisceau utilisé, que nous évaluerons plus loin.

- Enfin, une incertitude systématique sur chacune des mesures, à la fois en $\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta)$ et en $P(\theta)$. Cette erreur est la plus grande pour le cas où $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ a une pente importante. Nous l'évaluerons également plus loin.

III - Détermination de la polarisation P_1 du faisceau diffusé

a) Principe de la mesure : Le faisceau polarisé et non absorbé est diffusé par une cible de ^{12}C de 5 mm d'épaisseur. On mesure les spectres élastiques pour des rotations de spin de 0° et 180°, aux deux angles $10°_{LAB}$ (où $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ doit avoir une pente nulle, et la polarisation doit être faible) et $20°_{LAB}$ (où la polarisation est plus forte, mais où $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ varie beaucoup). Les sections efficaces élastiques sont proportionnelles aux aires des pics mesurées et l'asymétrie à l'angle θ_{LAB} se déduit de :

$$\varepsilon(\theta_{LAB}) \quad \frac{\frac{d\sigma}{d\Omega}(\text{spin }\uparrow) - \frac{d\sigma}{d\Omega}(\text{spin }\downarrow)}{\frac{d\sigma}{d\Omega}(\text{spin }\uparrow) + \frac{d\sigma}{d\Omega}(\text{spin }\downarrow)} \qquad \text{(II-6)}$$

↑ et ↓ symbolisant le spin retourné de 0° ou de 180°.

Si on connait entièrement la deuxième diffusion, c'est à dire son énergie E et les pouvoirs d'analyse P_2 (E, $10°_{LAB}$) et P_2 (E, $20°_{LAB}$) correspondants, on dispose de deux déterminations de P_1 indépendantes.

$$P_1 = \frac{\varepsilon(\theta_{LAB})}{P_2(E, \theta_{LAB})} \qquad \text{(II-7)}$$

dont on prendra la moyenne pondérée.

b) Calcul de P_1 : Les valeurs de $\varepsilon(10°_{LAB})$ et de $\varepsilon(20°_{LAB})$ que nous avons obtenues sont représentées dans le tableau V.

L'énergie moyenne E de la deuxième diffusion est déduite de celle des maxima des pics mesurés, d'après les courbes d'étalonnage de l'analyseur.

$$E \simeq 135 \text{ MeV}$$

Les pouvoirs d'analyse P_2 (135 MeV, $10°_{LAB}$) et P_2 (135 MeV, $20°_{LAB}$) sont déduits des valeurs données par Dickson et Salter (30) après renormalisation (33) :

$$P_2 \text{ (135, 10° LAB)} = 42{,}7\% \pm 2\%$$
$$P_2 \text{ (135, 20° LAB)} = 75\% \pm 2\% \qquad \text{(II-8)}$$

c) Précision sur P_1 : Les erreurs statistiques découlent de 4 sources possibles :

- erreur statistique $\sigma(\varepsilon)$ sur la mesure des asymétries
- erreur sur l'évaluation du fond sous les pics, estimée à 1% (δ_F)
- erreur sur P_2, donnée par (II-8)
- erreur angulaire autour de $10°_{LAB}$ et $20°_{LAB}$. On a vu qu'elle pouvait être de 5.10^{-2} degré, ce qui donne une con-

tribution :

$$\delta(\varepsilon) = 0,3\% \text{ à } 10°_{LAB}$$

$$\delta(\varepsilon) = 0,5\% \text{ à } 20°_{LAB}$$

La précision statistique sur P_1 est alors donnée par :

$$\Delta P_1 = \frac{1}{P_2} \sqrt{\left[\sigma_+(\varepsilon)+\delta(\varepsilon)+\delta_F\right]^2 + P_1^{\,2}(\Delta P_2)^2} \qquad \text{(II-9)}$$

L'incertitude systématique sur P_1 provient de l'écart possible entre les 0° avec et sans solénoïde. Pour un écart de 0,1°, cet effet peut être de 0,5% à $10°_{LAB}$, et de 1,6% à $20°_{LAB}$. Cet effet est assez faible, à cause de la faible pente de $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ (^{12}C, 135 MeV) à $10°_{LAB}$ et à $20°_{LAB}$.

Le tableau V donne les valeurs obtenues pour P_1

Angle LAB	ε%	P_2%	P_1%
10°	23,9 ± 0,55	42,7 ± 2	56,1 ± 3,3
20°	44,2 ± 0,65	75,0 ± 2	59,0 ± 2,5

Tableau V : Polarisation du faisceau incident pour les expériences de 80 MeV.

Nous avons donc adopté la moyenne pondérée

$$P_1 = 57,9\% \pm 1,9\%$$

Cette valeur est moins élevée que celle trouvée par Poulet et coll (34), d'environ 3%, alors qu'ils utilisaient le même faisceau : ce peut être dû à une position légèrement

différente de la cible polarisante, ce qui entrainerait un angle de diffusion différent.

IV - Mesures des sections efficaces différentielles et des polarisations

a) Principe des mesures : Les sections efficaces différentielles et les polarisations après une deuxième diffusion élastique du faisceau polarisé, à θ_{LAB}, se déduisent des spectres enregistrés sur nos détecteurs pour I(spin ↑) et I(spin ↓) dans le solénoïde pour des spectres où le pic élastique apparaît seul.

A partir de 15-20°$_{LAB}$, la médiocre résolution en énergie du faisceau deux fois diffusés (4 MeV environ) nous a contraints à préciser la forme des spectres vers les premiers niveaux inélastiques, jusque vers 5 MeV d'excitation. Il a alors fallu soustraire manuellement la contribution de ces niveaux; nous étions guidés en cela par la forme du pic élastique, unique aux petits angles, ne se déformant et ne s'élargissant pas quand l'angle de diffusion augmente. Nous avons dû cependant arrêter les mesures à 40°$_{LAB}$, le pic élastique devenant bien plus petit que les pics inélastiques, au moins pour ^{40}Ca et ^{140}Ce; de plus, la statistique devenait alors trop mauvaise pour que les mesures soient significatives.

Outre la contribution des niveaux inélastiques proches du fondamental, il a fallu tenir compte du fond continu venu à la fois de l'analyseur (faisceau large tombant sur le porte-cible) et de l'arrière, et compté en coïncidence dans le système de détection.

Nous donnons pour exemple les spectres avec I(spin ↑) et I(spin ↓) dans le solénoïde pour ^{12}C à 10°$_{LAB}$ sur la figure (3)

b) Calcul de $\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta_{LAB})$ et de $P(\theta_{LAB})$

On déduit $\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta_{LAB})$ et $P(\theta_{LAB})$ de la relation (II-6) et de

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta_{LAB}) = \frac{1}{2}\left\{\frac{d\sigma}{d\Omega}(\text{spin}\uparrow) + \frac{d\sigma}{d\Omega}(\text{spin}\downarrow)\right\} \qquad \text{(II-10)}$$

Les valeurs absolues de $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ sont déduites de la comparaison avec les spectres de diffusion sur l'hydrogène d'une cible de

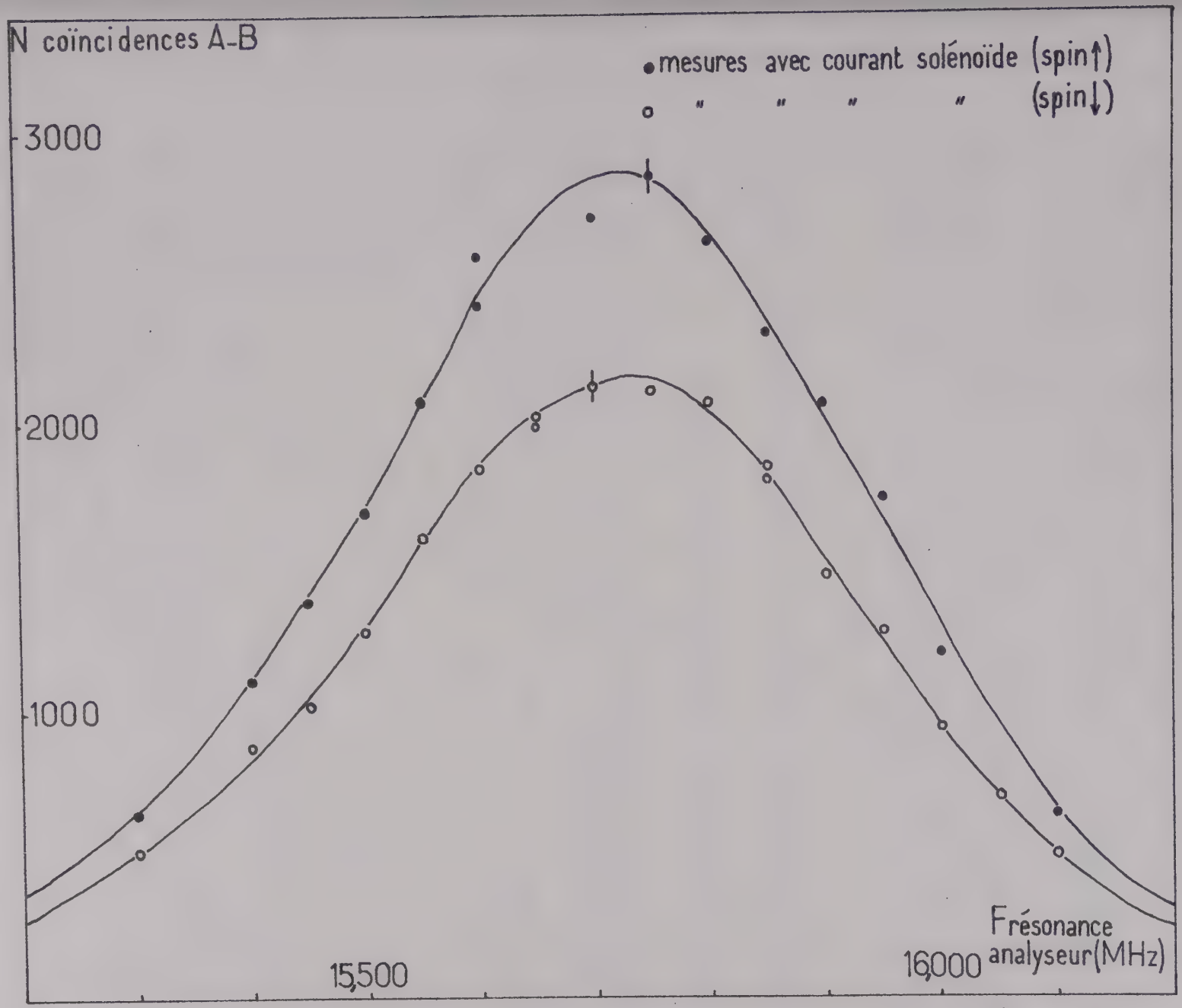


Fig.3 _ EXPERIENCES DE 80 MeV _ SPECTRES ENREGISTRES POUR ^{12}C A $12,5^{\circ}_{LAB}$.

polyéthylène $(CH_2)_n$, à 76 MeV et $30°_{LAB}$.

Le spectre de l'hydrogène se superpose au fond de diffusion inélastique sur le carbone, comme pour les expériences de 155 MeV, et au fond propre du faisceau. Il se trouve à une énergie d'environ 50 MeV, et possède une largeur de 10 MeV. De plus, la statistique est pauvre et l'erreur est notable pour cette mesure.

Nous ne disposons pas de mesure absolue de $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ H(76 MeV, $30°_{LAB}$), et nous avons dû interpoler entre les valeurs de 68 et 95 MeV recensées par WILSON (35). La valeur adoptée, dans le système du centre de masse, est :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} H_{CM} = 5,0 \pm 0,5 \text{ mb/steradian},$$

l'erreur indiquée étant une incertitude systématique d'interpolation.

La comparaison des spectres de diffusion sur H et la cible d'étude doit tenir compte :

- des différences de conditions d'intégration des protons polarisés entre les mesures faites à angles et cibles différents, et surtout du coefficient a = 1,10 à appliquer à toutes les mesures sans solénoïde.
- de la dispersion différente du foyer de l'analyseur des protons de 75 MeV et de 50 MeV.

$P(\theta_{LAB})$ se déduit directement de (II-6)

c) Précision :

i) : $\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta)$

- L'erreur statistique sur les sections efficaces différentielles comporte :

- L'erreur statistique sur les pics, augmentée d'une erreur de décomposition des spectres si nécessaire (évaluée à 2%) et de l'erreur sur **a**.
- l'erreur statistique sur le pic d'hydrogène, qu'on évalue à 4%.

- A cette erreur statistique globale s'ajoutent une incerti-

tude systématique de $\pm$ 10% pour toutes les cibles et à tous les angles, dûe à la valeur $\frac{d\sigma}{d\Omega}H_{CM}$ déduite par interpolation, et une incertitude systématique variant avec la cible et l'angle de diffusion, provenant de la différence possible entre les 0° avec (spin ↑) et (spin ↓). Cette incertitude est maximum pour ^{209}Bi vers $8°_{LAB}$, et vaut 4% si on admet une différence plausible de 0,1°. Le même effet amène une contribution de 1,5% au maximum (cas de ^{40}Ca) venant du coefficient a.

ii) : P(θ)

L'erreur statistique se calcule encore par (II-9).

Les incertitudes systématiques proviennent de la détermination de P_1 (voir plus haut) et surtout de la différence entre les 0° avec (spin ↑) et (spin ↓). Pour ^{209}Bi à $8°_{LAB}$, où on est dans le cas le plus défavorable, on peut avoir 3% d'erreur systématique.

On peut dire, en conclusion, que les avantages théoriques présentés par un solénoïde sont perdus en partie dans cette expérience : la géométrie du faisceau polarisé était trop mal définie, ce qui entrainait des dimensions du faisceau sur la cible grandes,et une répartition d'intensité non uniforme. L'évaluation des fausses asymétries devenait alors très délicate.

CHAPITRE III

ANALYSE DES RESULTATS DANS LE CADRE DU MODELE OPTIQUE
PROGRAMME DE RECHERCHE AUTOMATIQUE DES PARAMETRES

Afin d'analyser nos résultats dans le cadre du modèle optique, nous avons utilisé le programme de recherche automatique des paramètres du modèle "JIB 3", que nous a communiqué son auteur, F. PEREY. C'est d'ailleurs le programme utilisé à OAK RIDGE pour interpréter de nombreuses expériences de diffusion, à plusieurs énergies incidentes (voir, par exemple la référence (35)).

$$V=V_c - \frac{U_r}{1+e^x} - i\{W_V - 4W_S \frac{d}{dx'}\}\frac{1}{1+e^{x'}} + \{\frac{\hbar}{m_\pi c}\}^2 \{V_{SO}+iW_{SO}\}\frac{1}{r}\frac{d}{dr}\{\frac{1}{1+e^{x_{so}}}\}\vec{L}.\vec{S},$$

Cette forme de potentiel est très générale. Elle permet en effet de choisir des géométries différentes pour les parties centrales réelle et imaginaire, et pour la partie spin - orbite (R_R, R_I, R_{SO}, a_R, a_I, a_{SO}); elle tient compte de la possibilité d'une absorption soit en volume, soit en surface (W_V, W_S), soit une combinaison des deux; elle permet enfin d'inclure une partie spin-orbite imaginaire, caractérisée par la profondeur de son puits W_{SO}.

Il est légitime d'utiliser cette forme générale, car nos analyses sont assez précises, et dans un domaine angulaire suffisamment grand pour déterminer tous les paramètres. Il n'existe par ailleurs que l'analyse que Johansson et coll. (10) ont effectuée de leurs travaux cités au chapitre précédent ; ils utilisaient un programme non automatique: l'analyse était donc longue et peu précise, car ils ne disposaient pas d'une calculatrice électronique suffisamment rapide pour ce genre de problème.

Notre travail a été rendu possible grâce au fait que nous avons pu adapter le programme JIB 3 à la calculatrice rapide et de grande capacité UNIVAC 1107 de la Faculté des Sciences d'Orsay, simplement en passant de l'écriture symbolique FORTRAN II à FORTRAN IV.

I - Constitution du programme

On fixe un ensemble de paramètres de départ, pour une énergie incidente de protons, une masse et un de la cible donnés . Le programme JIB 3 résout alors numériquement les équations de Schrödinger du proton incident dans le potentiel optique fixé, pour chaque onde partielle ℓ intervenant dans la diffusion. Dans cette résolution, on tient compte de l'effet coulombien que l'on calcule simplement à partir du potentiel d'une sphère uniformément chargée de rayon $R_u A^{1/3}$. On admet que les ondes partielles contribuent à la diffusion quand le déphasage correspondant, par rapport à l'onde incidente, n'est pas nul à 10^{-4} près; pratiquement, on trouve que pour un noyau de rayon R et un moment incident k, ℓ max ≈ 2,4 kR.

On calcule ensuite les observables $\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta_{CM})$ et $P(\theta_{CM})$, qu'il s'agit de comparer aux valeurs expérimentales. Chacune de ces valeurs étant pondérée par l'inverse de son erreur statistique, la qualité de l'accord entre le calcul et l'expérience se caractérise grâce au test "en χ^2".

$$\chi^2 = \frac{1}{N_\sigma} \sum_i^{N_\sigma} \frac{\{\sigma_{exp}(\theta_i) - \sigma_{th}(\theta_i)\}^2}{\{\Delta\sigma_{exp}(\theta_i)\}^2} + \frac{1}{N_P} \sum_i^{N_P} \frac{\{P_{exp}(\theta_i) - P_{th}(\theta_i)\}^2}{\{\Delta P_{exp}(\theta_i)\}^2} \qquad \text{(III-1)}$$

avec :

N_σ, N_P = nombre de mesures de sections efficaces différentielles et de polarisations,

$\sigma_{exp}(\theta_i)$, $\Delta\sigma_{exp}(\theta i)$ = valeur de $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ expérimentale et son erreur statistique à l'angle θ_i.

$P_{exp}(\theta_i)$, $\Delta P_{exp}(\theta_i)$ = valeur de P expérimentale statistique à l'angle θ_i.

Le but de la recherche automatique alors effectuée par JIB_3 est de minimiser χ^2, plus exactement de le faire tendre vers 1 : une valeur de χ^2 inférieure à l'unité indique que les distributions calculées pour $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ et P passera dans toutes les barres d'erreur expérimentales; un tel accord n'est cependant pas significatif, il peut simplement indiquer qu'on a surestimé les erreurs attribuées à chacune des mesures. Après qu'on ait déterminé les N paramètres que l'on doit optimiser, la recherche automatique s'effectue, d'après la méthode de Gauss, en testant le signe et l'amplitude des dérivées de χ^2 par rapport à chacun des N paramètres variables, et c'est en fonction de ces dérivées que le programme fixe de nouvelles valeurs aux N paramètres , auxquelles correspond un nouveau χ^2. De proche en proche, on détermine ainsi des "vallées" de χ^2 dans un espace à (N+1) dimensions; quand χ^2 varie de moins 1% pour 3 essais successifs, la recherche automatique s'arrête et on imprime les résultats. Cela ne signifie pas forcément que l'on ait trouvé le minimum absolu pour χ^2, qui pourrait se trouver dans une autre vallée. On peut alors recommencer une recherche en prenant d'autres paramètres de départ et on considère en fait que les résultats les meilleurs sont acquis après que plusieurs recherches avec des paramètres de départ différents ont abouti aux mêmes valeurs d'arrivée.

Pour un noyau moyen tel que ^{40}Ca, une recherche sur 8 paramètres à l'énergie incidente de protons de 155 MeV demande 8 minutes pour 10 essais successifs.

On peut réduire le temps de calcul si on peut donner des paramètres de départ ayant un "sens physique", et si on connait qualitativement l'effet de la variation de chacun des paramètres sur les distributions de $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ et de P. Nous allons maintenant étudier ce dernier point.

II - Effets sur $\frac{d\sigma}{d\Omega}(\ )$ et sur $P(\theta)$ de la variation des paramètres

Afin de mieux connaître les variations des observables calculées en fonction des paramètres du modèle, nous avons effectué quelques calculs sur ^{140}Ce en variant systématiquement un des paramètres, les autres restant fixes. Nous avons alors pu dégager les règles qualitatives suivantes :

1) - Quand on augmente U_R, la section efficace différentielle augmente et les oscillations sont resserrées vers les petits angles; cette variation de U_R correspond en effet à un noyau plus lourd.

2) - Quand on augmente R_R, l'effet est dans le même sens et plus prononcé. D'ailleurs, la position des maxima et des minima

dépend grossièrement de $V_R R_R^2$.

En général, l'augmentation d'un rayon de la distribution quel qu'il soit (R_R, R_I, R_{SO}) resserre les oscillations et augmente leur amplitude, aussi bien en section efficace différentielle qu'en polarisation.

3) - L'extension de a_R diminue en bloc la section efficace différentielle; un effet secondaire est encore de resserrer celles-ci vers les petits angles. On peut dire en gros que la distribution de $\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta)$ "tourne" dans le sens des aiguilles d'une montre.

4) - On augmente l'amplitude des oscillations en diminuant W (W_S ou W_V). Là encore, celles-ci se resserrent vers les petits angles, quand W augmente.

5) - La polarisation est grossièrement proportionnelle à la valeur de V_{SO}. Et à un moindre degré, $\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta)$ croît avec ce paramètre.

6) - Quand W_{SO} croît (en valeur absolue), la polarisation semble se modifier en bloc vers des valeurs positives. $\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta)$ augmente aussi légèrement.

7) - En général, les distributions angulaires de $\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta)$ et $P(\theta)$ sont plus sensibles à la variation d'un paramètre de la partie centrale qu'à la variation d'un paramètre de la partie spin-orbite.

Les figures (16) et (17) illustrent les effets indiqués, avec des variations des paramètres résumées dans le tableau VI.

U_R (MeV)	R_R (fm)	a_R (fm)	W_V (MeV)	W_S (MeV)	R_I (fm)	a_I (fm)	U_{SO} (MeV)	W_{SO} (MeV)	R_{SO} (fm)	a_{SO} (fm)	Figure corresp.
20,7	1,11	0,54	16,9	0	1,33	0,51	2,83	-2,92	1,11	0,81	16 a, 17 a
augmentation de 20% sur U_R											16 b
augmentation de 20% sur W_V											16 c
augmentation de 20% sur R_R et R_I											16 d
augmentation de 20% sur a_R et a_I											16 e
augmentation de 20% sur U_{SO}											17 b
augmentation de 20% sur W_{SO}											17 c
augmentation de 20% sur R_{SO}											17 d

TABLEAU VI - Variations sur les paramètres par ^{140}Ce

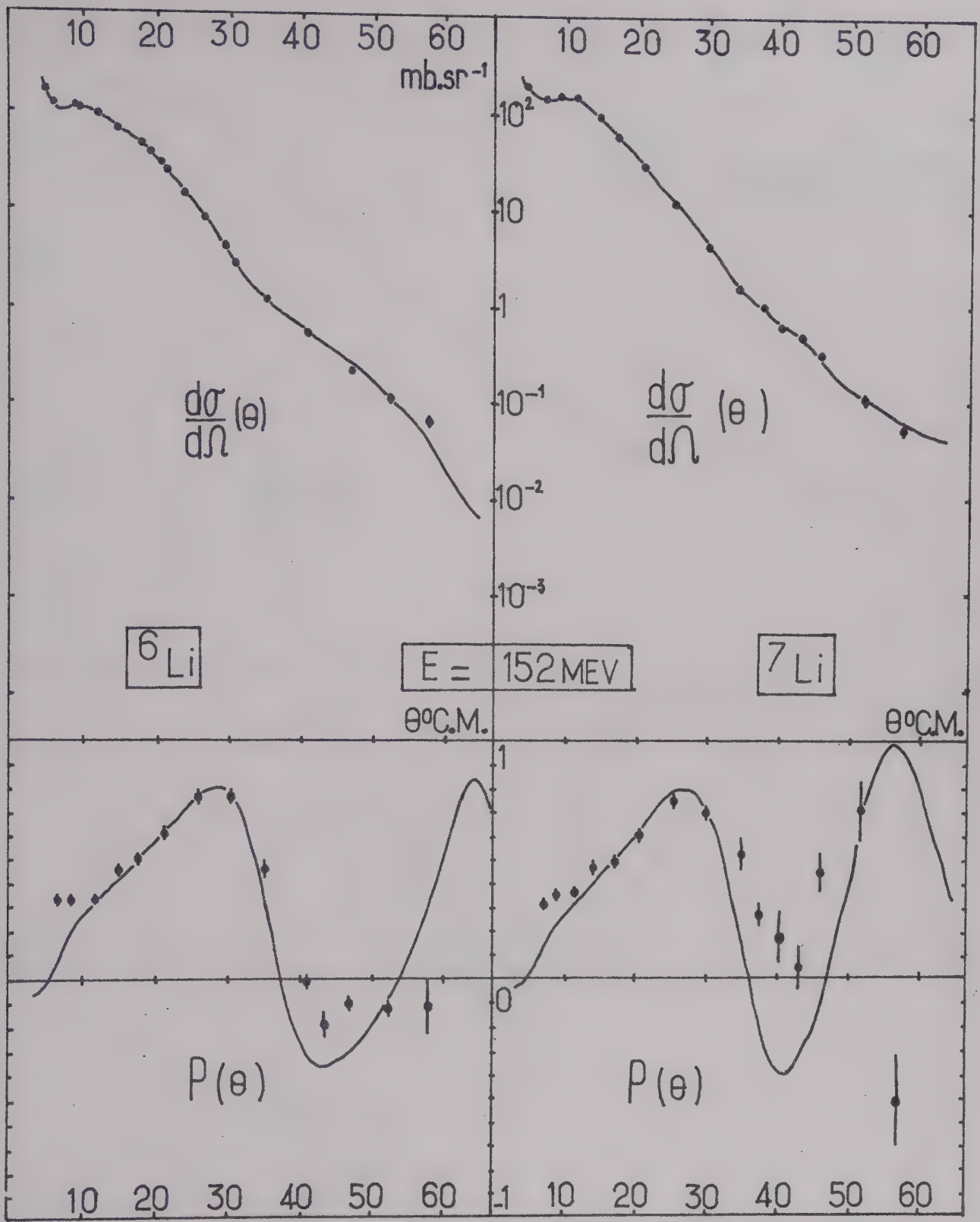


Fig. 4

Fig. 5

RESULTATS EXPERIMENTAUX ET ANALYSE.

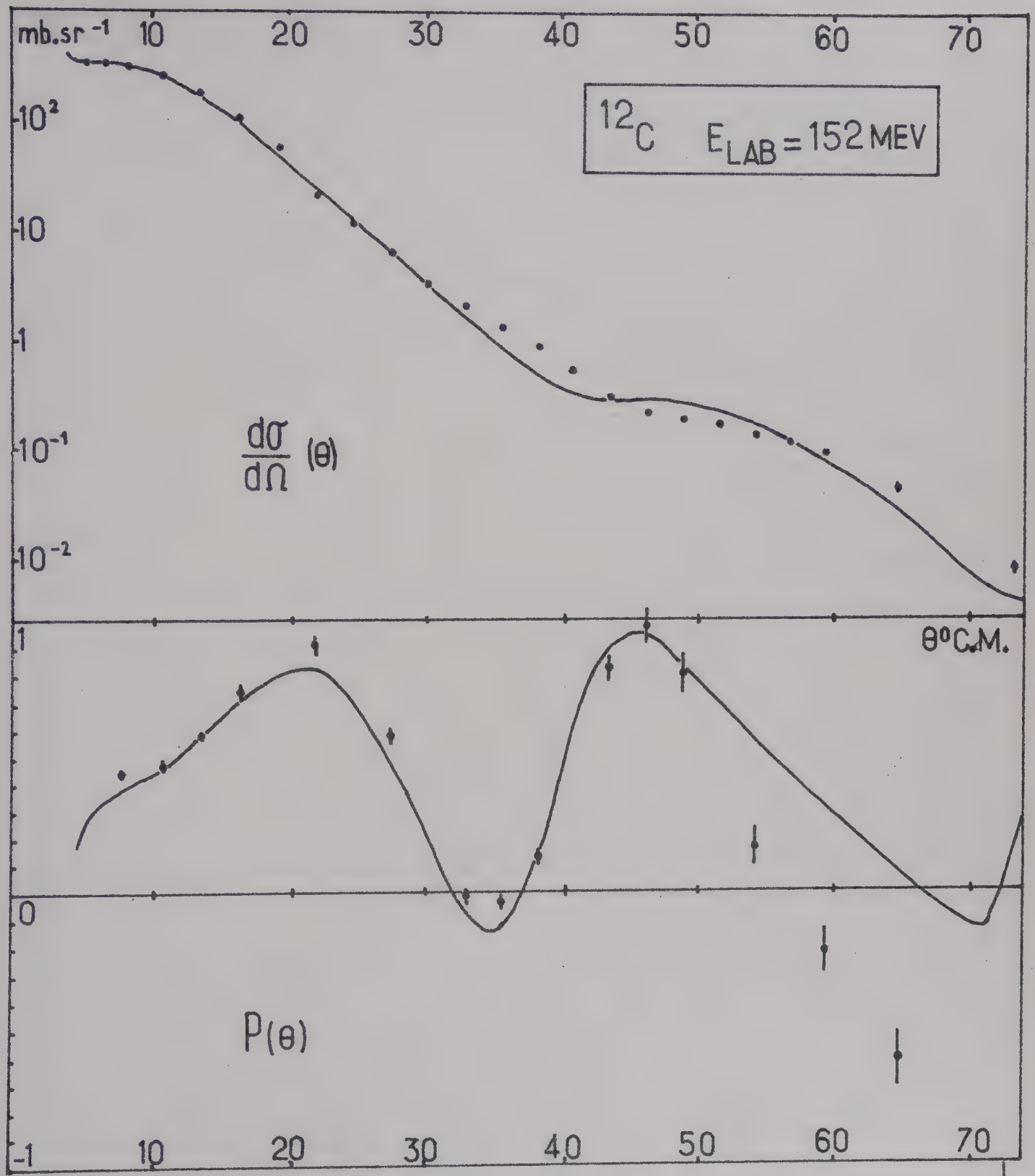


Fig.6 _ RESULTATS EXPERIMENTAUX ET ANALYSE.

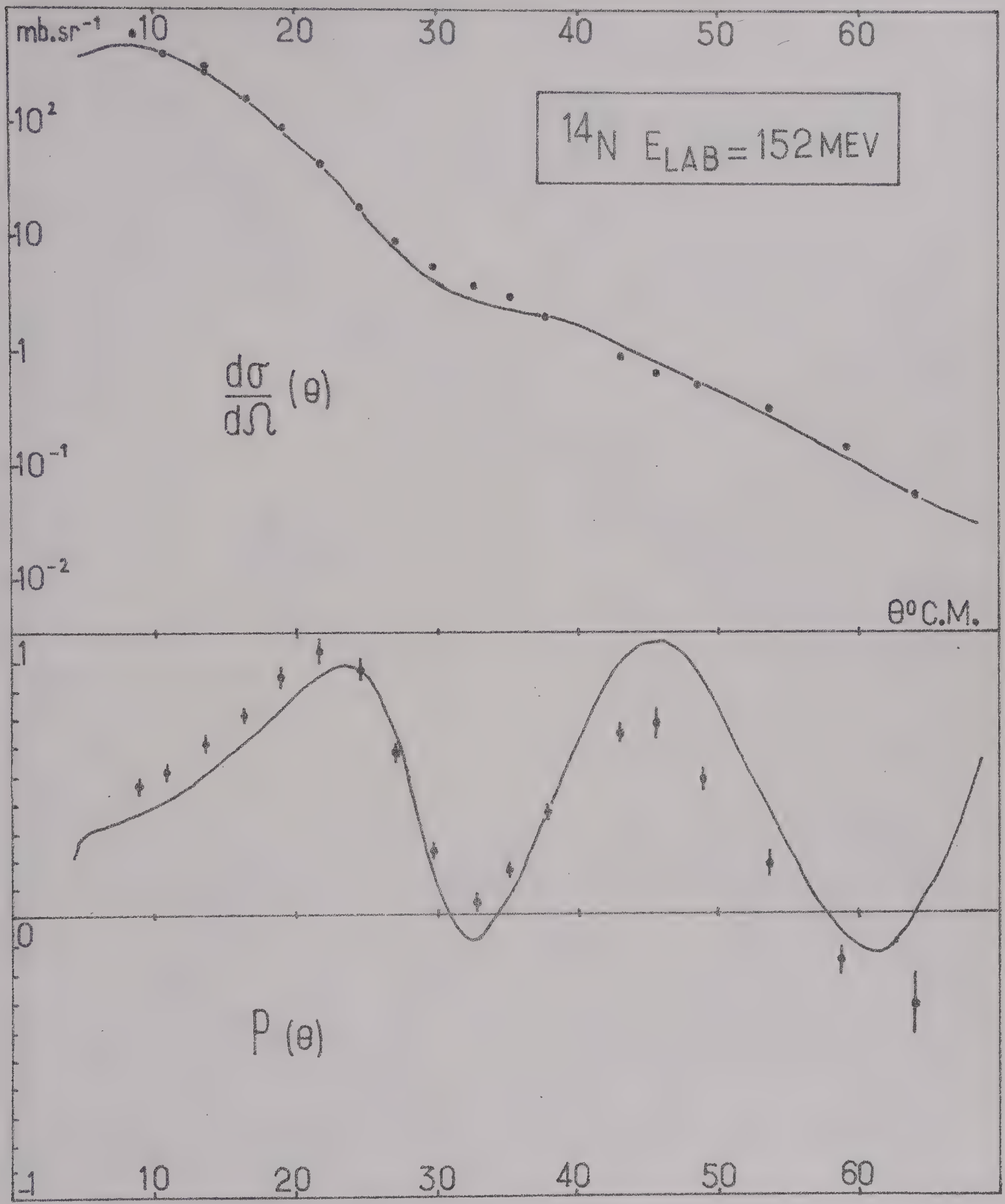


Fig. 7 _ RESULTATS EXPERIMENTAUX ET ANALYSE .

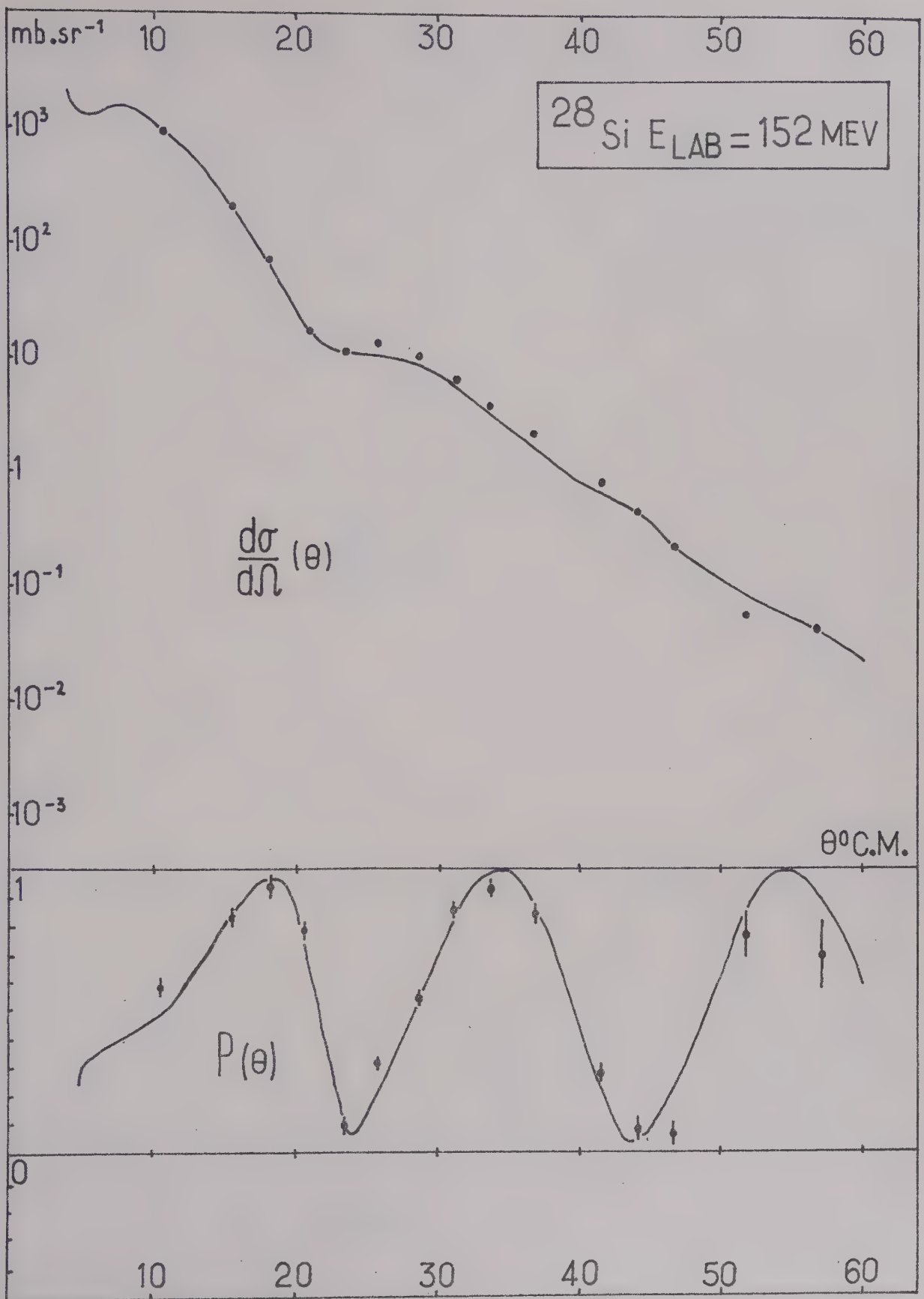


Fig.8 _ RESULTATS EXPERIMENTAUX ET ANALYSE .

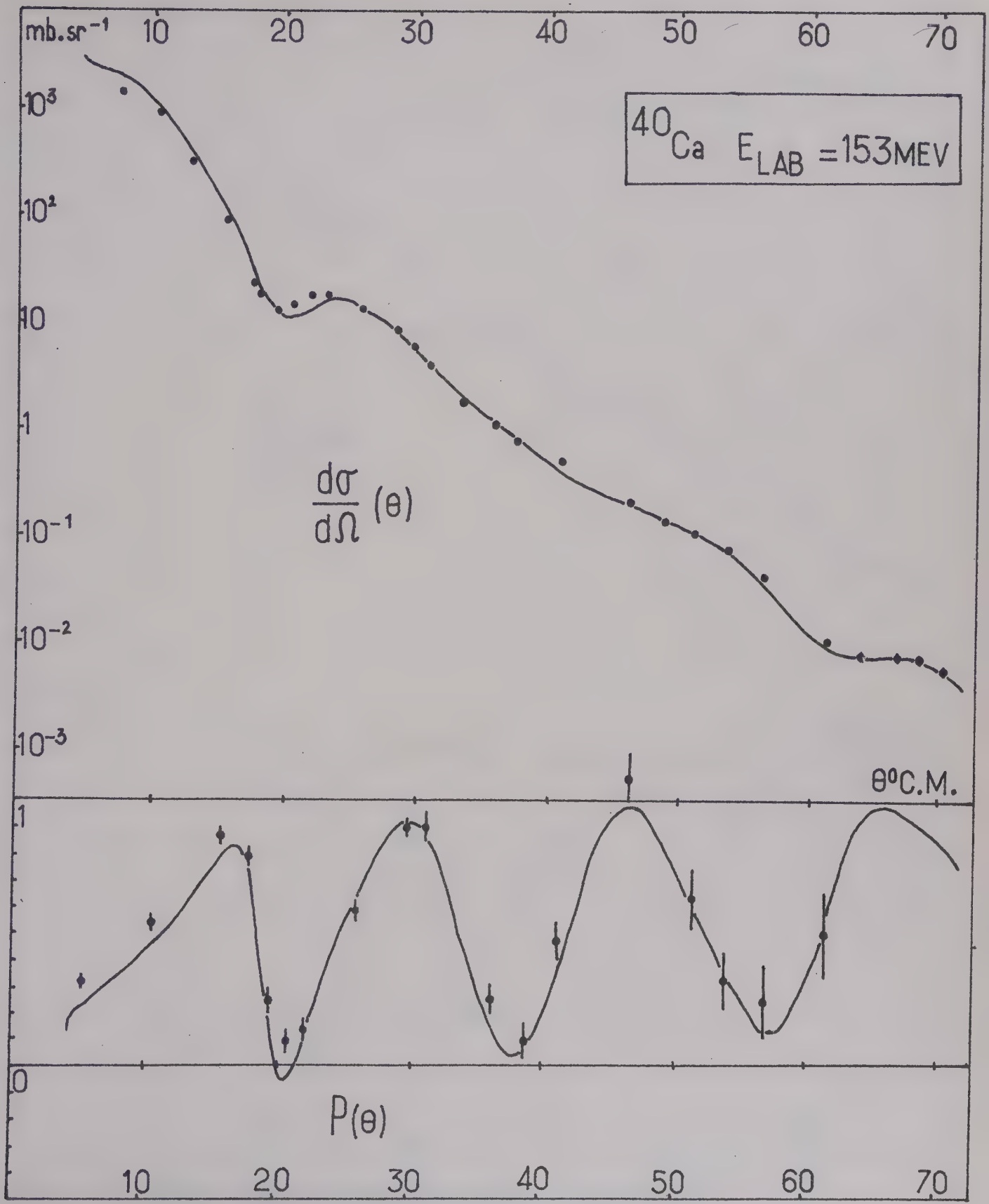


Fig.9 _ RESULTATS EXPERIMENTAUX ET ANALYSE .

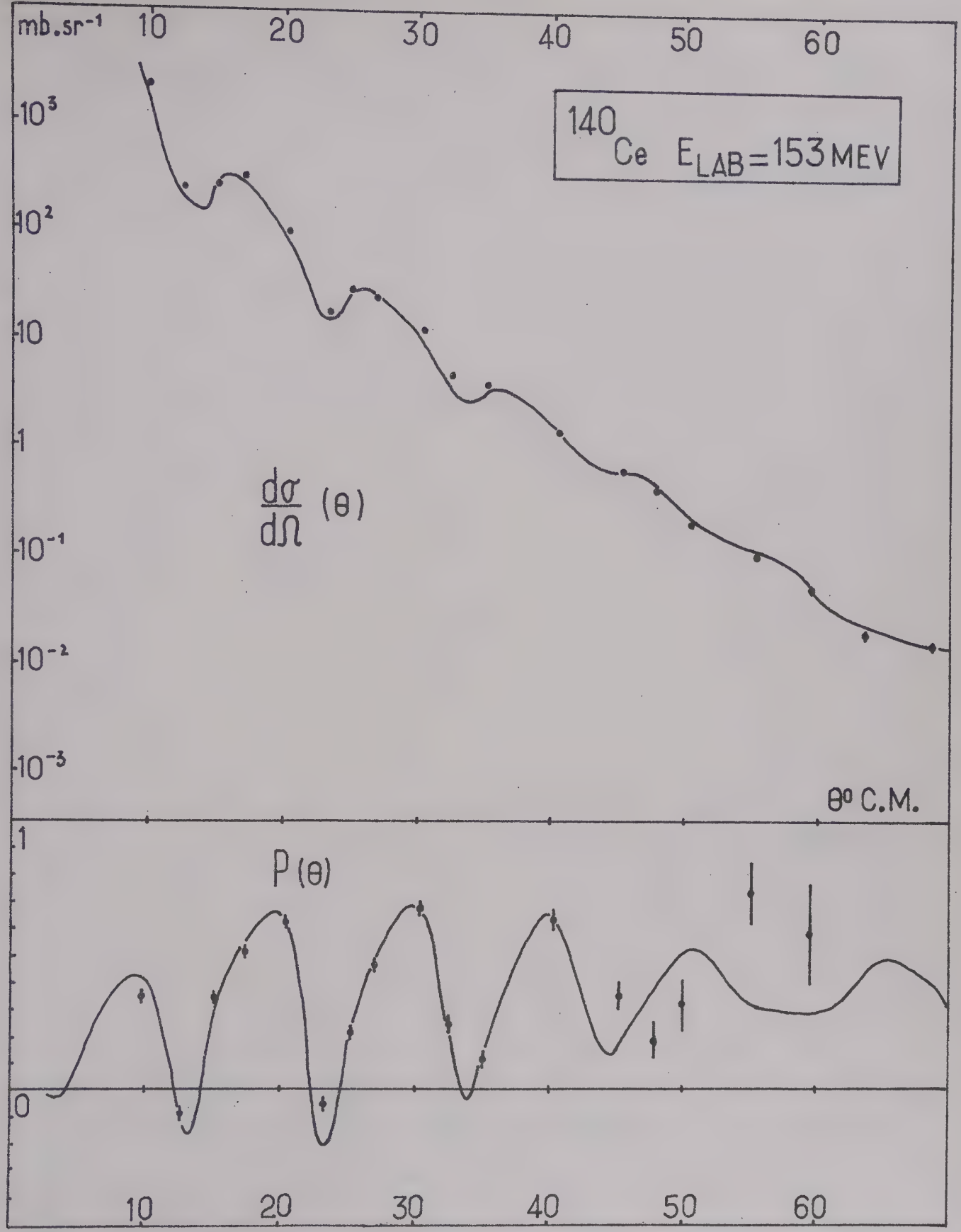


Fig.10 _ RESULTATS EXPERIMENTAUX ET ANALYSE.

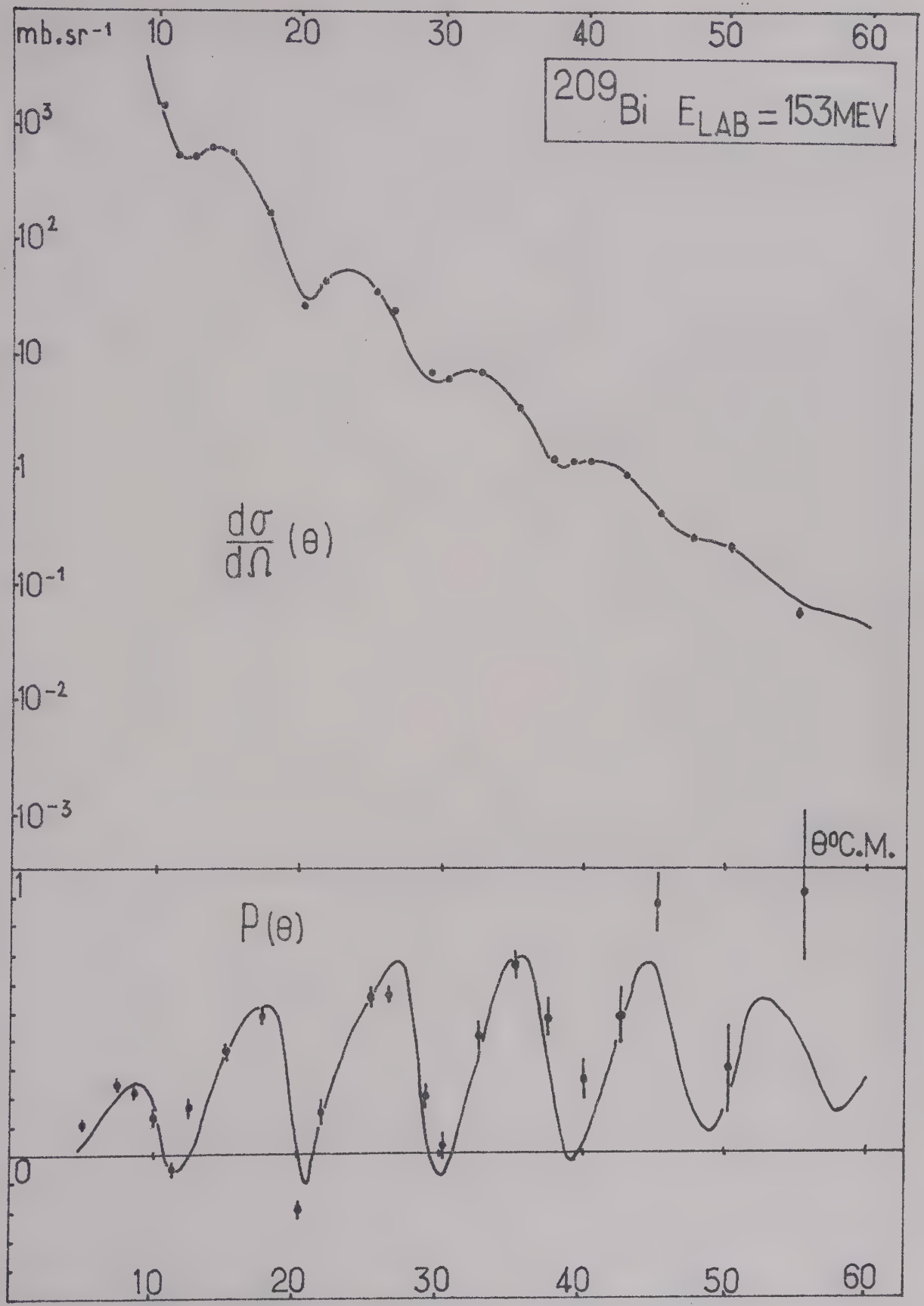


Fig.11 _ RESULTATS EXPERIMENTAUX ET ANALYSE .

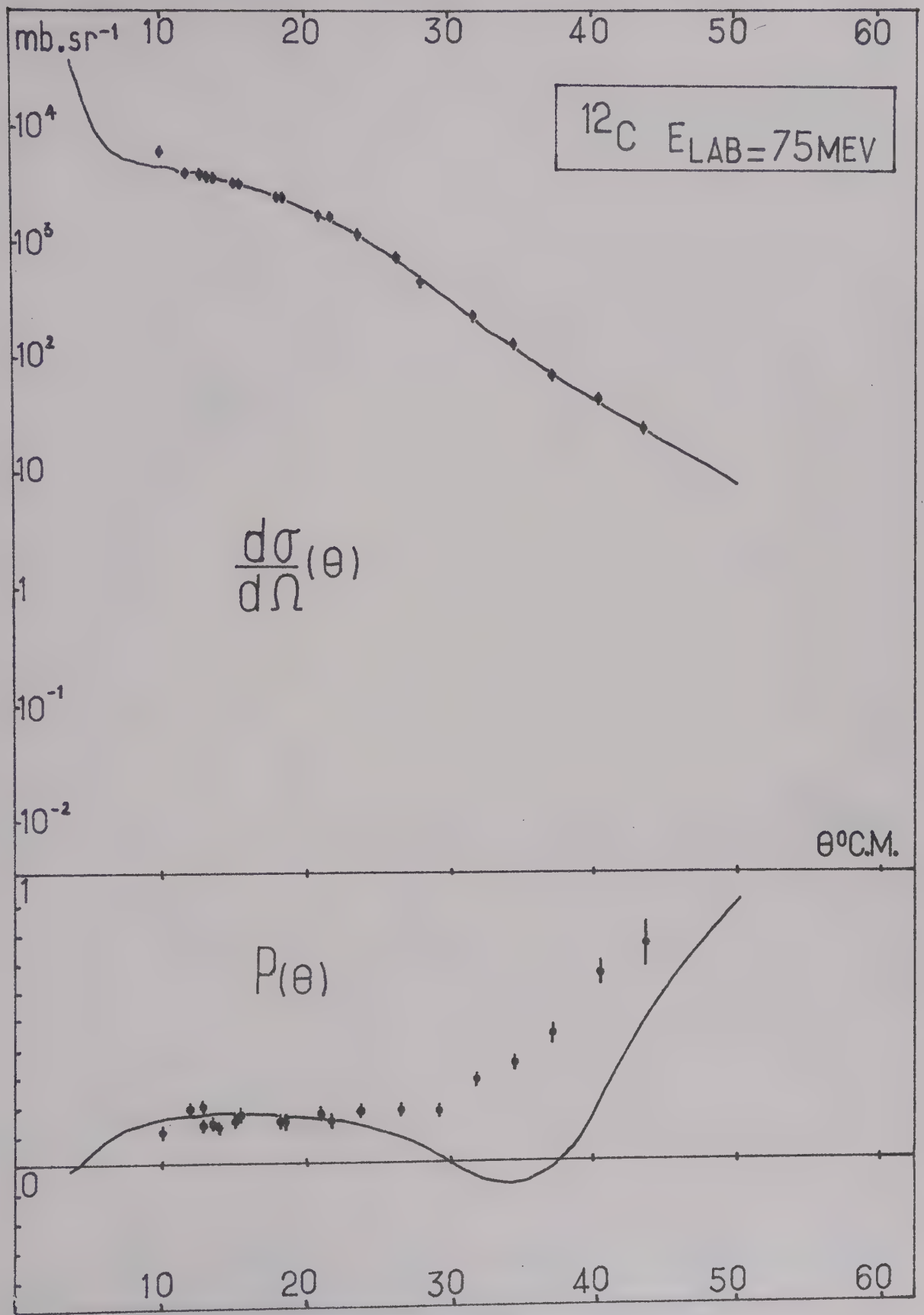


Fig.12 _ RESULTATS EXPERIMENTAUX ET ANALYSE.

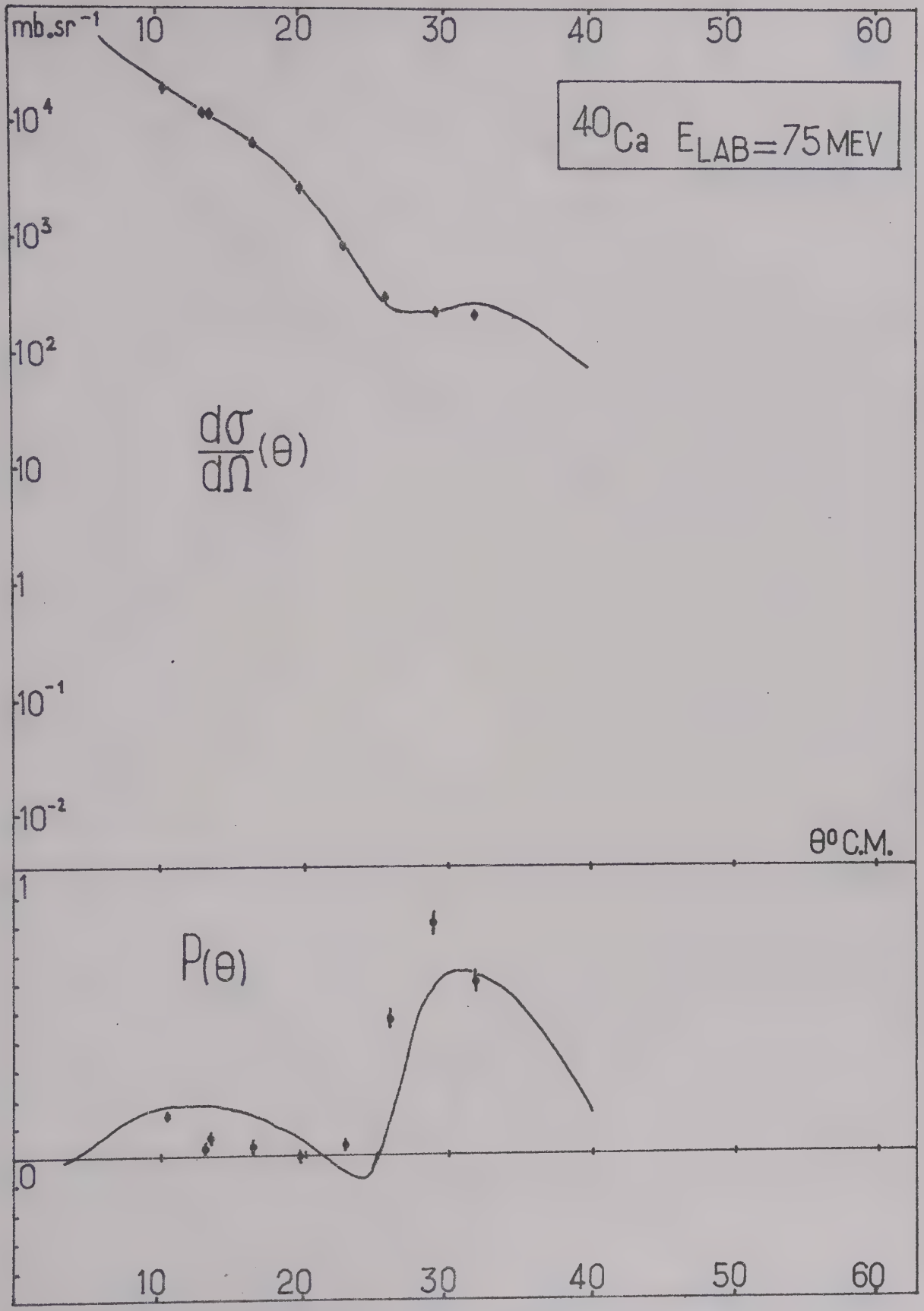


Fig.13 _ RESULTATS EXPERIMENTAUX ET ANALYSE.

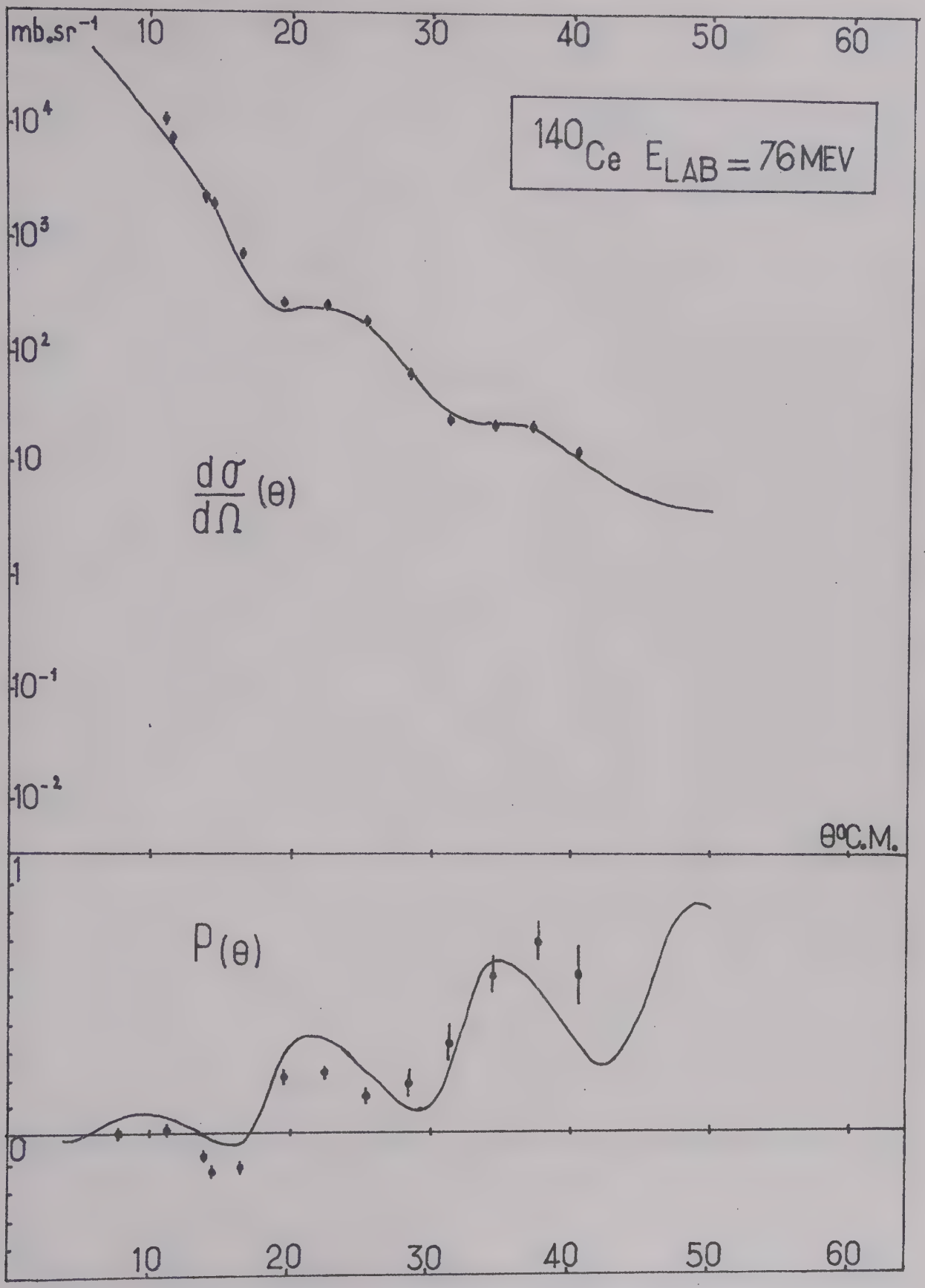


Fig.14 _ RESULTATS EXPERIMENTAUX ET ANALYSE .

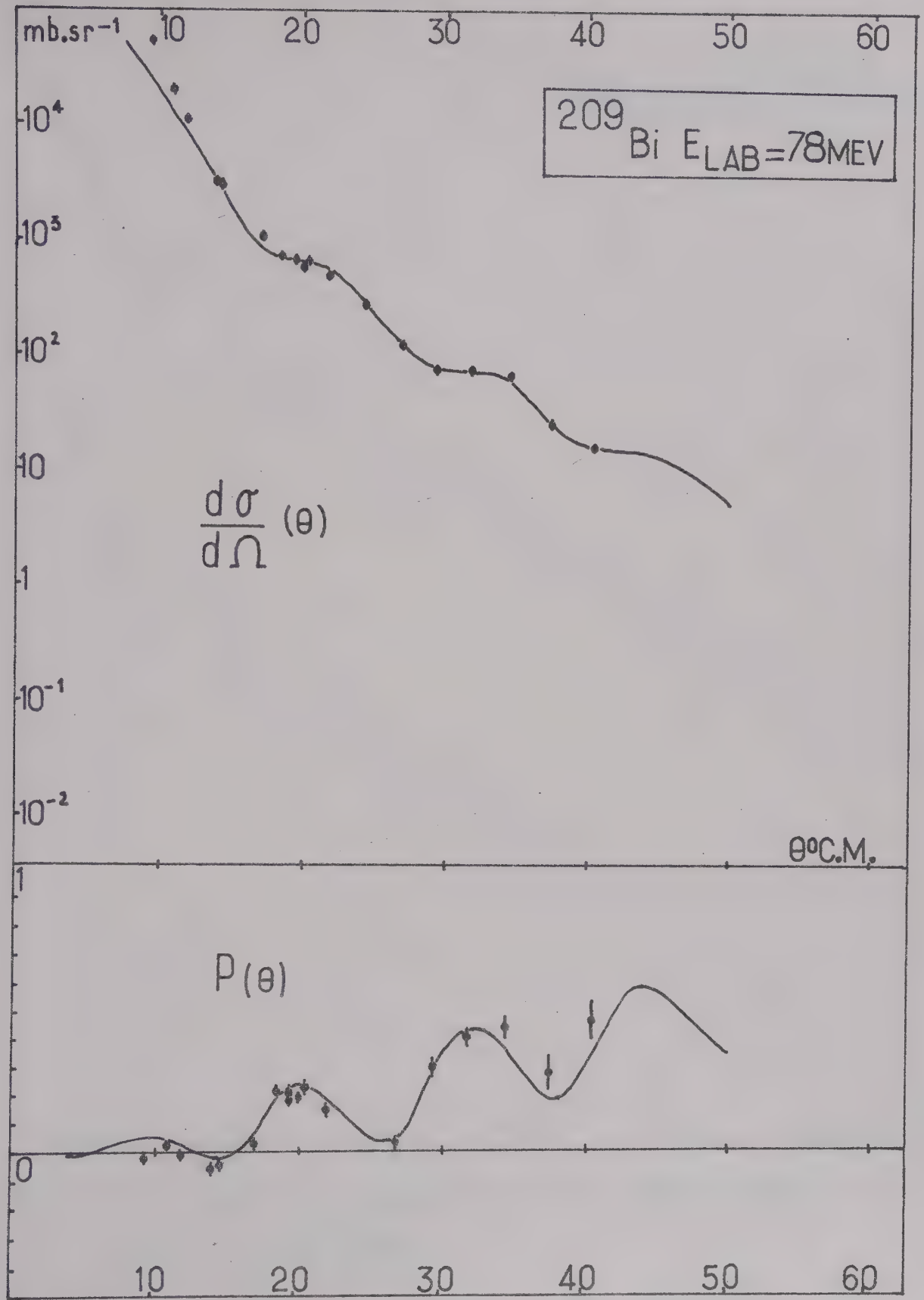


Fig.15 _ RESULTATS EXPERIMENTAUX ET ANALYSE.

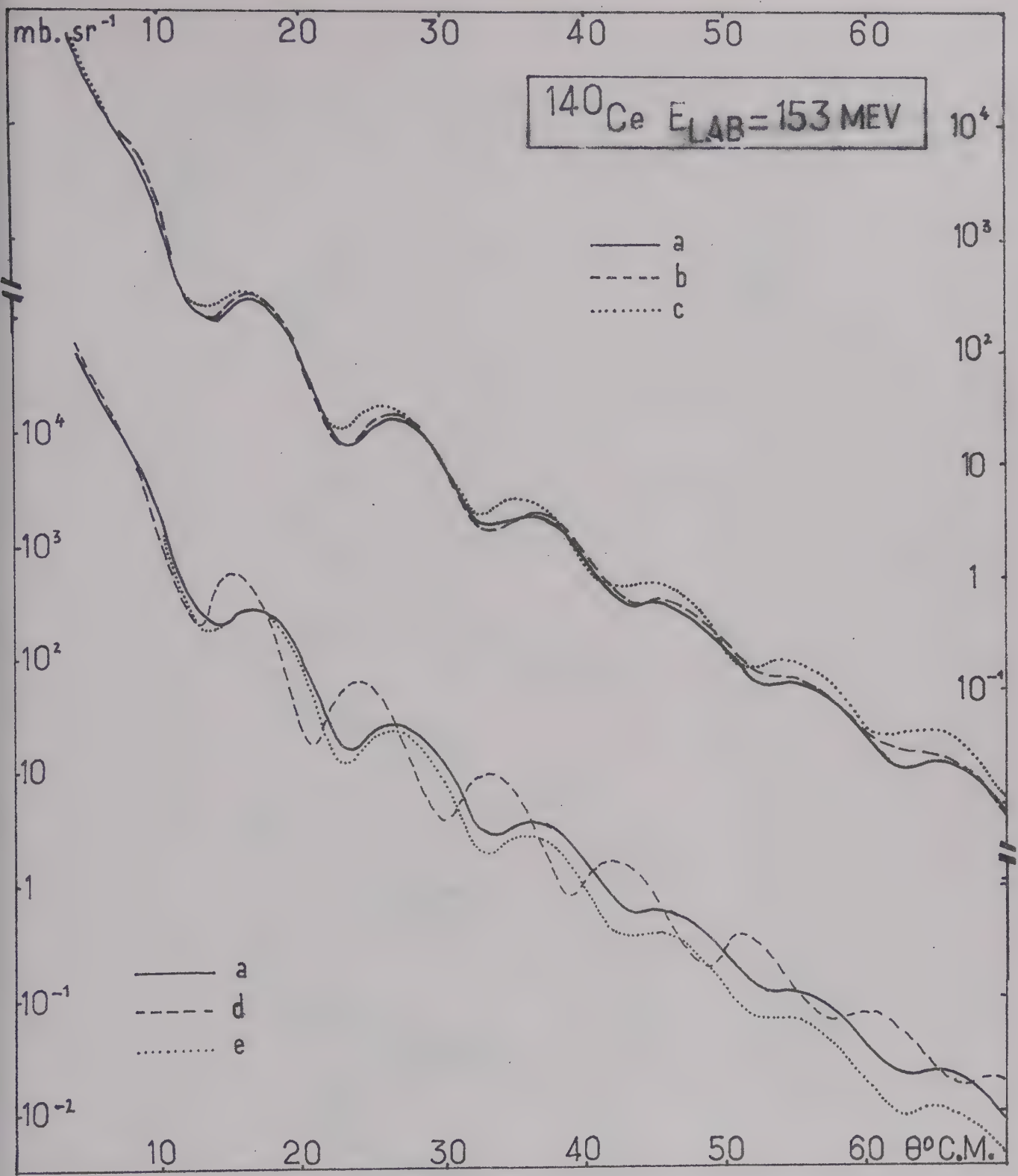


Fig.16_EFFETS DUS A LA VARIATION DES PARAMETRES DE LA PARTIE CENTRALE SUR $\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta)$.

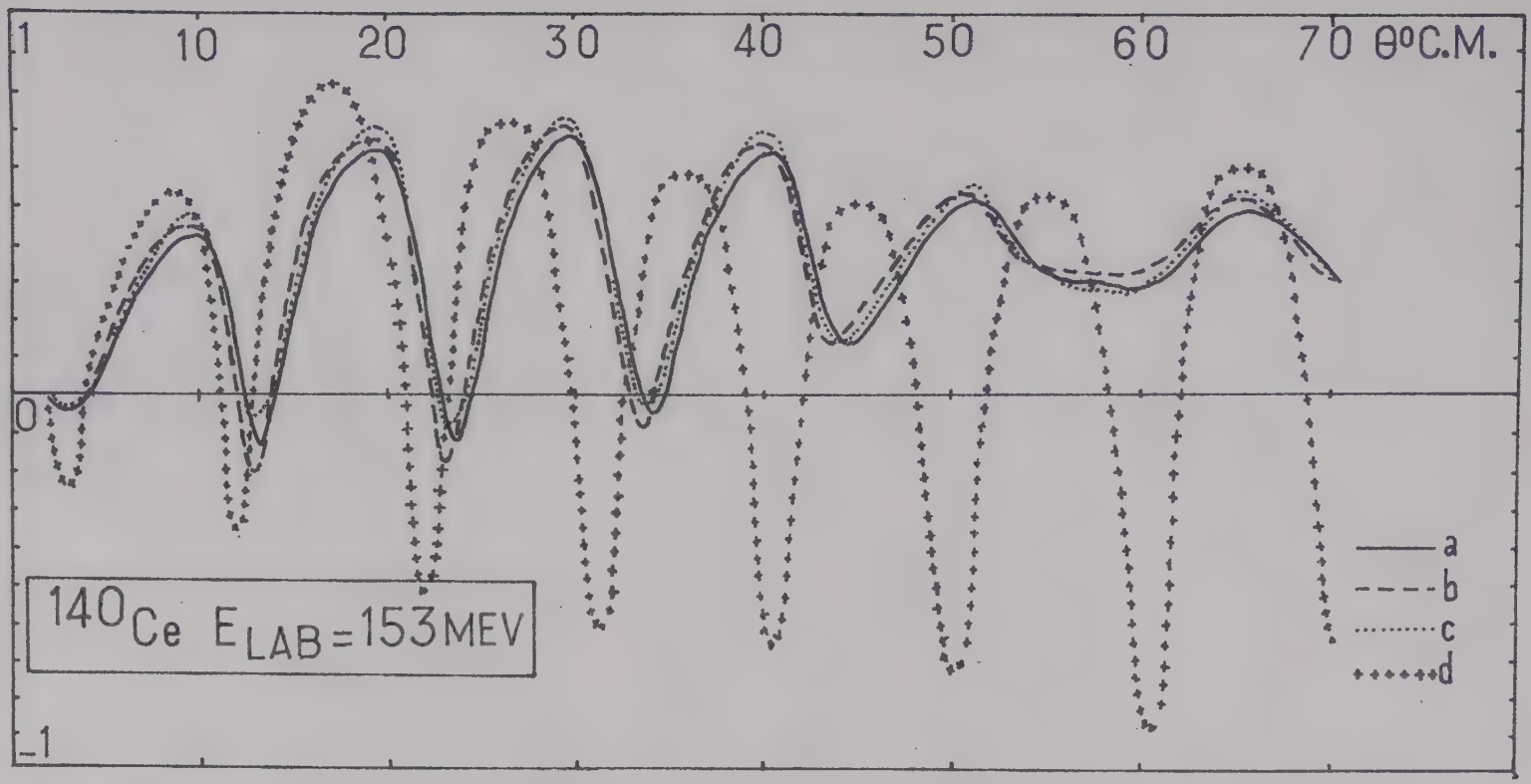


Fig.17_ EFFETS DUS A LA VARIATION DES PARAMETRES DE LA PARTIE SPIN-ORBITE SUR P(θ).

Ces règles sont empiriques et elles ne valent que dans la mesure où on effectue de faibles variations sur les paramètres. Sinon, des effets secondaires peuvent venir se combiner aux effetx principaux, et on ne peut alors conclure aussi facilement (par exemple, le nombre d'ondes partielles intervenant dans la diffusion peut varier, d'où un nombre d'oscillations différent dans un domaine angulaire donné).

Telles quelles, ces observations nous ont cependant aidés dans les analyses de nos résultats.

III - La méthode d'analyse

Remarquons tout d'abord que le programme de potentiel optique ne rend pas compte des effets de diffusion multiple d'origine coulombienne qui interviennent surtout aux petits angles, en augmentant considérablement la section efficace différentielle et - à un moindre degré - en modifiant la polarisation; cet effet est d'autant plus important que le noyau est plus lourd (A plus grand). Nous avons alors dû éliminer, aussi bien à 80 MeV qu'à 155 MeV, les mesures faites à des angles inférieurs à 10°. Cela n'a pas une grande importance pour l'analyse, puisque le phénomène n'intéresse qu'un très faible domaine angulaire.

Nous avons commencé par l'analyse des résultats de 80 MeV, plus proches de tous les résultats déjà existants avant d'extrapoler à 155 MeV.

a) : Analyses à 80 MeV : Il s'agit de fixer des paramètres de départ pour la recherche, qui ont un sens physique. Pour ce faire, on s'aide des résultats déjà trouvés à d'autres énergies, dont les principaux sont recensés dans le tableau VII.

On effectue d'abord une recherche sur les paramètres de la partie centrale, en travaillant uniquement avec les résultats de $\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta)$.

En effet, on a vu plus haut que les distributions angulaires de $\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta)$ sont plus sensibles à la partie centrale qu'à la partie spin-orbite.

Pour réduire les ambiguités, de type "UR^n", on s'efforce de garder les mêmes géométries qu'à plus basse

énergie : la notion de "dimension du noyau" est, en effet, un élément important du sens physique à accorder au potentiel optique.

On a remarqué très vite que, pour ^{140}Ce et ^{209}Bi - sur lesquels on avait commencé l'analyse - l'absorption en volume devient rapidement négligeable dans le sens d'un meilleur accord entre le calcul et l'expérience; a fortiori, cela doit se produire pour ^{12}C et ^{40}Ca, qui sont plus légers, et dans lesquels les effets de surface doivent donc être plus grands. On a donc posé $W_V = 0$ pour tous les noyaux et continué la recherche avec uniquement W_S comme partie centrale imaginaire.

On a ensuite introduit les données de polarisation et libéré les paramètres de la partie spin-orbite. Là encore, χ^2 total s'améliore quand W_{SO} tend vers 0. On a alors posé $W_{SO} = 0$ pour tous les noyaux et recherché uniquement V_{SO} et la géométrie. Quelques ajustements sur les paramètres de la partie centrale sont encore nécessaires pour satisfaire à l'accord global sur $\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) + P(\theta)$.

Les résultats des analyses de 80 MeV sont donnés dans le tableau VIII et les courbes correspondantes sont tracées sur les figures (12) à (15), en comparaison avec les valeurs expérimentales.

Une conclusion de ces premières analyses a été la suivante : il est nécessaire de disposer de mesures de polarisation dans un grand domaine angulaire. Si on veut connaître la partie spin-orbite avec suffisamment de précision, les mesures de sections efficaces ne semblent pas assez sensibles à cet effet pour le déterminer.

D'autre part, la partie coulombienne est connue avec suffisamment de précision à partir des rayons donnés par Hofstadter, et son influence se limite à 15° environ. On n'a donc jamais effectué de recherche sur celle-ci.

Enfin, aucune normalisation sur les valeurs absolues des sections efficaces différentielles n'a été nécessaire.

b) Analyses à 155 MeV : Nous avons adopté, comme valeurs de départ de la recherche, les résultats à 180 MeV de Johansson et coll.(10).

REFERENCES	Energie incidente MeV	Cibles d'études	Observables mesurées	PARAMETRES										
				U_R	R_R	a_R	W_S	W_V	R_C	a_I	V_{SO}	W_{SO}	R_{SO}	a_{SO}
PEREY 1963	9	$^{27}Al \rightarrow ^{197}Au$	$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta), P(\theta)$											
		Ex : Cu (9,4 MeV)		53,6	1,25	0,65	14,3	0	1,25	0,47	7,5	0	1,25	0,65
(36)	22	Ex : Cu (17,0 MeV)		48,5	1,25	0,65	10,4	0	1,25	0,47	8,5	0	1,25	0,65
ROSEN et 1965 (37)	10,5	$^{27}Al \rightarrow ^{120}Sn$	$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta), P(\theta)$	50,31	1,25	0,64	6,20	0	1,25	0,74	7,95	0	1,25	0,64
				49,0	1,25	0,65	5,5	0	1,25	0,70	7,5	0	1,25	0,65
SATCHLER 1966 (38)	30	$^{28}Si \rightarrow ^{208}Pb$ Ex : ^{40}Ca	$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta), P(\theta)$	47,2	1,172	0,703	4,83	1,78	1,288	0,655	4,03	0.	1,009	0,446
SATCHLER-FRICKE 1965 (38)	40	$^{12}C \rightarrow ^{208}Pb$	$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta)$	44,5	1,18	0,70	8,68	0	1,04	0,70	7,5	0	1,18	0,70
		Ex: ^{56}Fe		42,5	1,18	0,70	0	7,35	1,40	0,70	7,5	0	1,18	0,70
YAGI et coll 1964 (40)	55	^{40}Ca	$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta)$	37,1	1,16	0,77	7,6	0	1,44	0,66	8,3	0	1,16	0,77
				41,4	1,14	0,73	0	7,5	1,09	0,82	8,3	0	1,14	0,73
JOHANSSON et coll 1961 (10)	180	$^{6}Li \rightarrow ^{197}Au$	$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta), P(\theta)$	16	1,18	0,55	8	0	1,52	0,55	2,5	-1	1,18	0,55

TABLEAU VII - Analyses précédentes en modèle optique

NOYAUX	^{12}C	^{40}Ca	^{140}Ce	^{209}Bi	Li^{6}
Energie MeV	75	75	76	78	152
U_R	25,44	22,97	27,37	26,87	18,7
R_R	1,13	1,20	1,23	1,22	1,07
a_R	0,49	0,53	0,56	0,58	0,51
W_V	0	0	0	0	0
W_S	8,51	13,28	11,98	13,12	8,3
R_I	1,45	1,20	1,22	1,21	1,18
A_I	0,45	0,56	0,76	0,68	0,52
U_{SO}	0,720	0,905	1,025	0,890	0,63
W_{SO}	0	0	0	0	- 2,08
R_{SO}	1,86	1,69	1,52	1,48	1,10
a_{SO}	0,40	0,39	0,45	0,43	0,62
R_e Hofstadter	1,33	1,32	1,20	1,20	1,56
χ^2 total	23,2	18,4	6,5	4,7	12,1
χ^2	1,3	1,8	2,1	6,3	3,8
χ^{2p}	45	35	10,9	3,1	23,4
Section efficace de réaction (nb)	375,8	815,9	1838,6	2093,6	158,3

^{12}C CIBLES CHOISIES POUR L'ETUDE DU POTENTIEL OPTIQUE (Tableau 1)

TABLEAU VIII - Paramètres du potentiel optique trouvés dans les analyses de nos résultats de 80 et 155 MeV. (V et W en MeV, R et a en fermi).

Li^7	^{12}C	^{14}N	^{28}Si	^{40}Ca	^{140}Ce	^{209}Bi	^{209}Bi avec résolution angulaire
152	152	152	153	153	153	153	153
20,5	18,70	21,54	22,70	19,4	20,72	22,50	23,33
1,10	1,13	1,22	1,24	1,24	1,11	1,11	1,13
0,42	0,12	0,57	0,75	0,74	0,54	0,73	0,75
0	10,42	10,17	11,00	12,64	16,9	19,8	17,33
8,5	0	0	0	0	0	0	0
1,23	1,18	1,30	1,26	1,23	1,33	1,29	1,30
0,50	0,85	0,52	0,67	0,84	0,52	0,59	0,55
0,90	3,52	3,28	2,78	2,87	2,83	1,70	1,40
- 1,90	- 2,11	- 2,66	- 3,35	- 1,80	- 2,92	- 3,22	- 2,65
1,18	0,93	0,93	0,95	1,02	1,11	1,10	1,13
0,48	0,50	0,47	0,62	0,58	0,81	0,75	0,75
1,49	1,33	1,30	1,29	1,32	1,20	1,20	1,20
19,5	14,7	15,5	10,0	10,0	7,3	6,1	8,5
5,7	16,4	5,25	15,0	13,0	4,8	5,2	7,1
34	12,2	22,2	5,0	5,3	9,5	6,9	9,2
173,5	228,7	205,7	370,1	591,5	1444,6	1906,2	1855,6

TABLEAU VIII (suite)

Comme à 80 MeV, nous avons d'abord travaillé sur la partie centrale en analysant uniquement les résultats de $\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta)$.

Si on excepte ^{6}Li et ^{7}Li, qui sont des noyaux légers (donc à la limite de validité du potentiel optique), il est apparu très vite que l'absorption doit se faire en volume pour que χ^2 total s'améliore. A partir de ^{12}C, on a donc posé a priori $W_S = 0$ et travaillé uniquement avec W_V comme partie absorptive.

Une conséquence est la suivante : il faut que le rayon de la partie imaginaire soit plus grand que celui de la partie centrale (ce qui avait d'ailleurs été remarqué par Johansson et al).

Nous avons ensuite introduit les données de polarisation, et libéré les paramètres de la partie spin-orbite. Pour arriver à expliquer les distributions angulaires de polarisation presqu' uniquement positives, il est nécessaire que, pour tous les noyaux, W_{SO} soit différent de 0, et négatif. La portée de la partie spin-orbite du potentiel est un peu plus petite que celle de la partie centrale réelle.

Dans ces conditions, les résultats qui correspondent au meilleur accord global sont donnés dans le tableau VIII, et les distributions calculées, tracées sur les figures (4) à (11), en comparaison avec les valeurs expérimentales.

IV - Résolution angulaire - Cas de ^{209}Bi à 155 MeV

Malgré le soin que nous avons apporté pour améliorer la résolution angulaire dans nos expériences, il est possible que les valeurs expérimentales, obtenues avec une meilleure résolution, soient différentes des valeurs que nous avons mesurées. Il peut alors exister, dans les paramètres qui décrivent ces distributions plus correctes, des différences avec ceux déjà trouvés.

Dans le but d'évaluer cet effet, nous avons étudié le cas de ^{209}Bi, qui est le plus défavorable puisque c'est un noyau lourd auquel correspondent des distributions angulaires rapidement oscillantes , et pour lequel le "straggling" angulaire dans la cible est le plus important. Plus particulièrement, nous avons étudié les résultats de 155 MeV, qui sont beaucoup plus précis que ceux de 80 MeV (surtout pour $\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta)$, obtenus dans un domaine angulaire plus grand, et pour lesquels les oscillations sont plus resserrées.

Nous avons essayé de reconstruire graphiquement les courbes pour $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ et P qu'on obtiendrait avec une résolution angulaire meilleure que la nôtre. Une certaine erreur peut entacher cette évaluation; mais ce n'est pas grave si les paramètres s'accordant le mieux avec ces nouvelles valeurs sont peu différents de ceux trouvés dans les analyses précédentes. On peut d'ailleurs avoir par ce moyen une idée de la précision à attendre sur la détermination des paramètres.

Les points expérimentaux ainsi trouvés sont représentés sur la figure (18), avec ceux mesurés directement, ainsi que les distributions angulaires calculées d'après la nouvelle analyse, et qui donnent le meilleur accord. Les paramètres correspondants sont notés dans la deuxième colonne correspondant à ^{209}Bi à 155 MeV, dans le tableau VIII.

Les variations que l'on peut alors observer sont au maximum de 10%. Ce chiffre donne une idée de l'incertitude sur les paramètres, dans le cas le plus défavorable.

V - Unicité des ensembles de paramètres - Cas de ^{40}Ca à 155 MeV:

Nous avons déjà noté que plusieurs ensembles de 12 paramètres étaient susceptibles de très bien rendre compte d'une série de mesures $\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta)$ - $P(\theta)$, pour un noyau déterminé à une énergie incidente donnée.

Effectivement, nous avons par exemple trouvé, dans le cas de ^{40}Ca à 155 MeV, l'ensemble de paramètres suivants :

U_R = 15,0 MeV	W_V = 15,0 MeV	U_{SO}=2,11 MeV	R_c(fixe)=1,32 fm
R_R = 1,01 fm	R_I = 1,40 fm	W_{SO}= -2,65 MeV	
Q_R = 0,47 fm	a_I = 0,52 fm	R_{SO}= 1,12 fm	(III-2)
		a_{SO} = 0,61 fm	

auquel correspond un χ^2 total de 10,1. Les distributions angulaires de $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ (θ) et de $P(\theta)$ correspondantes sont reproduites sur la figure (19), en même temps que les distributions angulaires calculées avec lesparamètres définitivement adoptés. Bien que l'accord soit équivalent, on ne peut cependant conserver cette solution. En effet, la plupart des paramètres ne s'inscrivent pas dans la continuité de variation entre tous les noyaux et pour toutes les énergies, continuité qu'on attend si le modèle optique est valide à ces énergies.

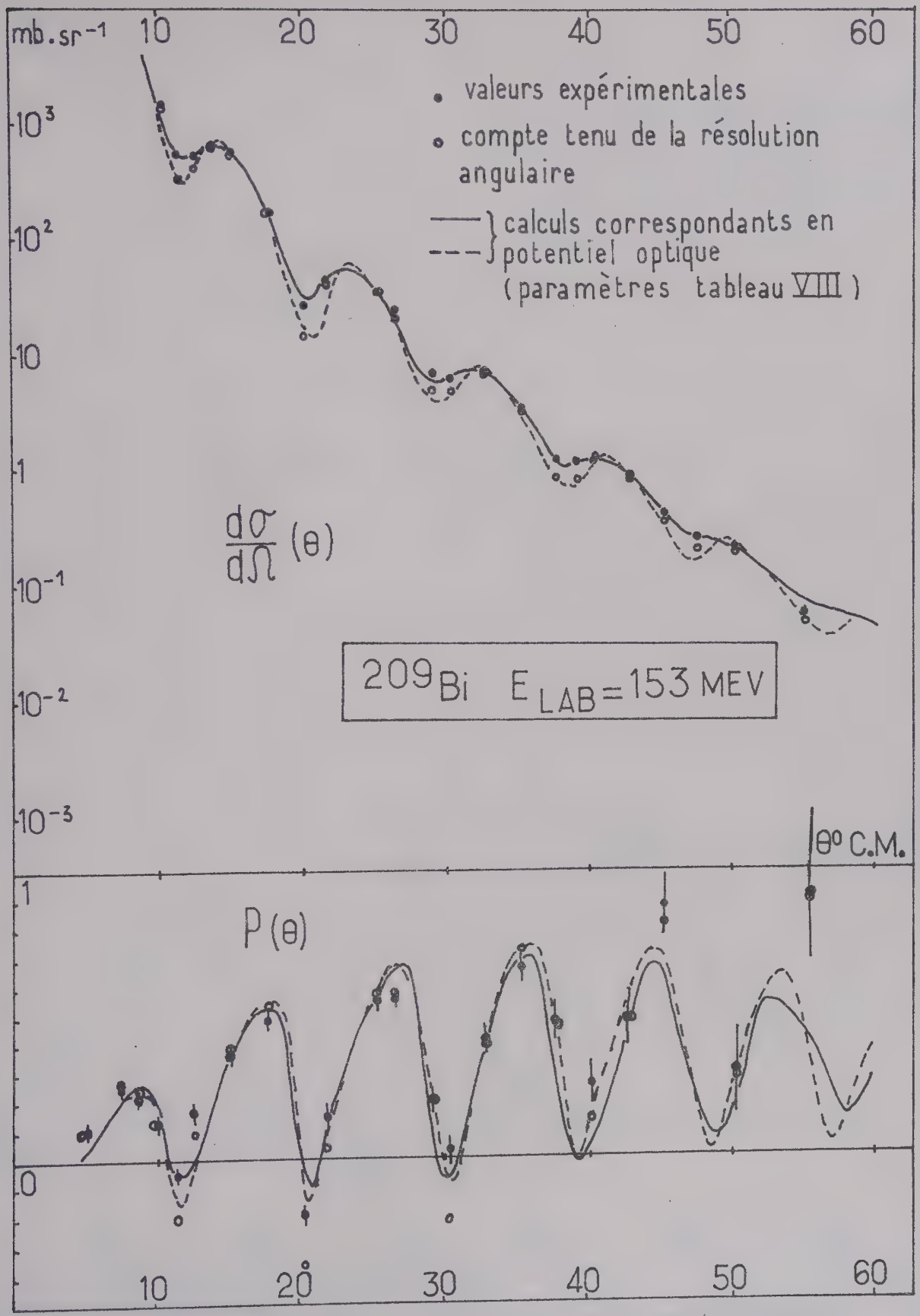


Fig.18 _ EFFETS DUS A LA RESOLUTION ANGULAIRE.

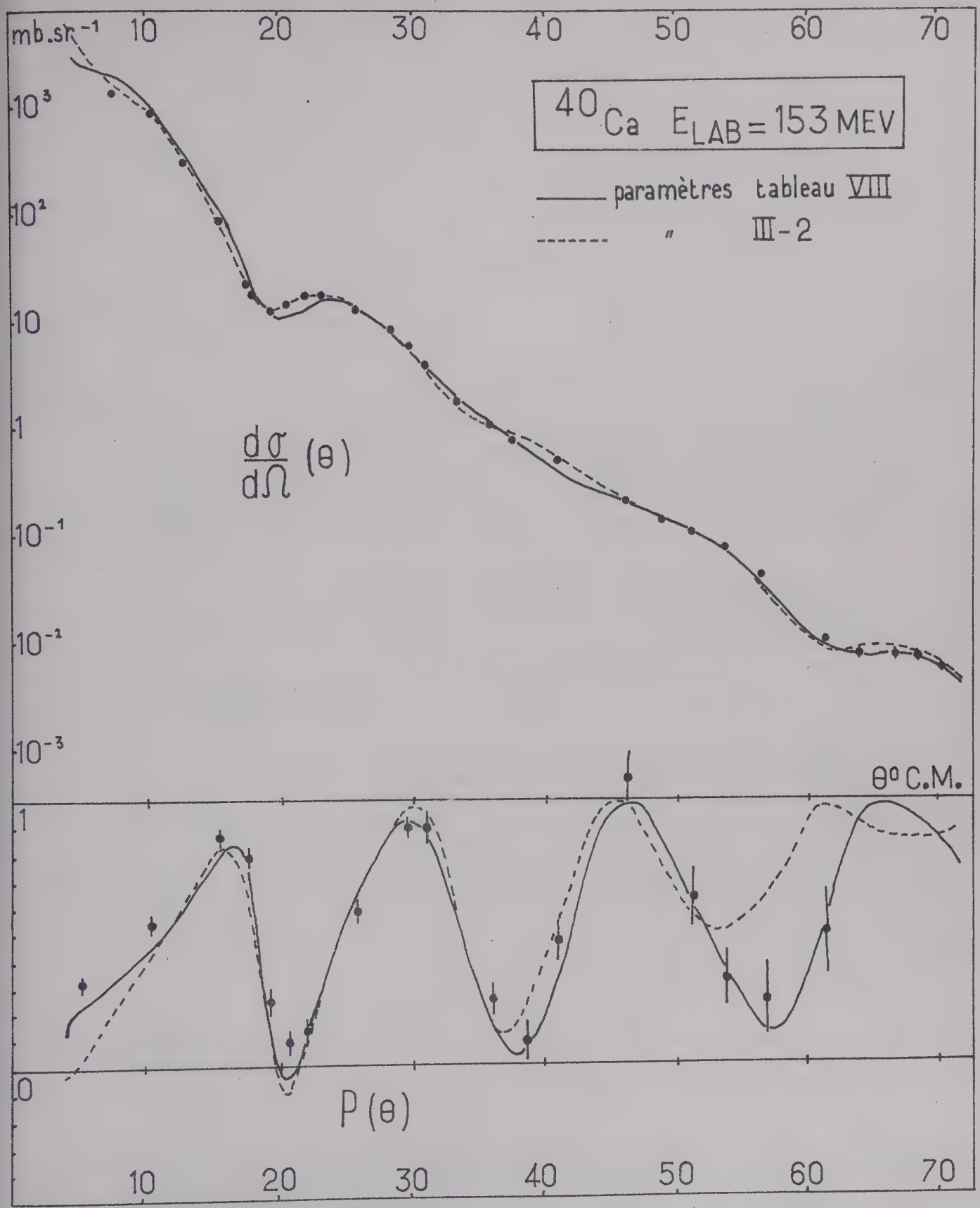


Fig.19_COMPARAISON DES DISTRIBUTIONS OBTENUES AVEC DES ENSEMBLES DE PARAMETRES DIFFERENTS.

CHAPITRE IV

DISCUSSION DES RESULTATS

Aussi bien à 80 MeV qu'à 155 MeV, tous nos résultats expérimentaux sont bien décrits par un ensemble de paramètres du modèle optique lentement variables d'un noyau à l'autre, si on excepte le cas des noyaux très légers ^{6}Li et ^{7}Li. Le domaine de validité du modèle optique s'étend donc sans aucun doute aux protons d'énergie incidente de 150 MeV.

Nous discuterons les résultats correspondants aux noyaux réputés sphériques ou peu déformés, puisque ce sont eux qui donnent les traits généraux du modèle optique.

I - Partie centrale du potentiel

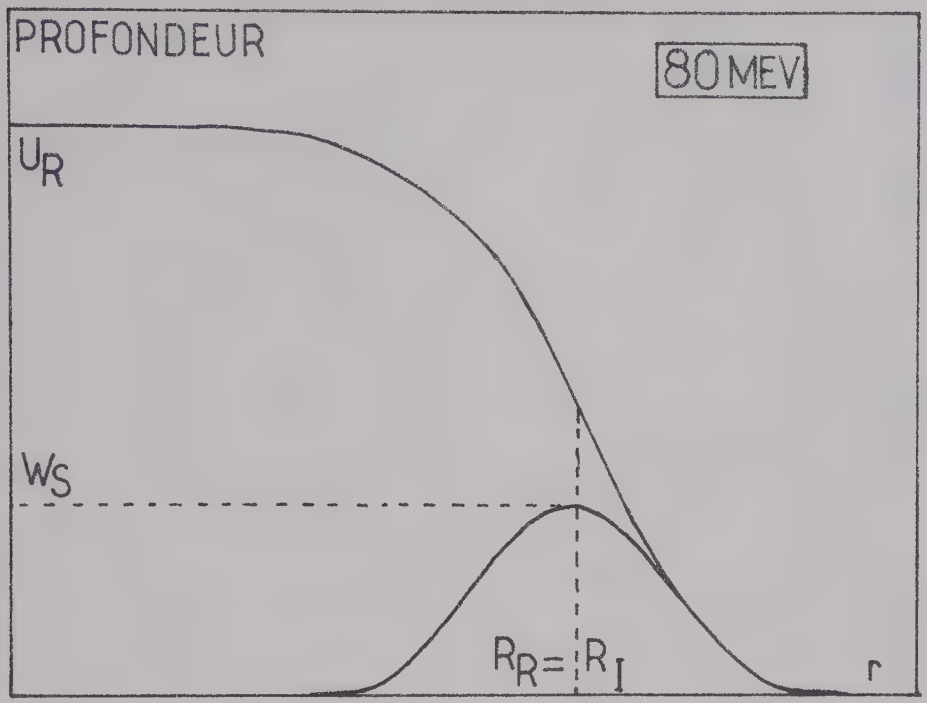
a) - Géométries : La géométrie que doit avoir la partie centrale a été estimée par GREENLESS, PYLE et TANG (41), d'après les rayons de la distribution de matière R_M pour chaque noyau, tels que BRUECKNER et coll. les ont calculés (42), et d'après le rayon R de la composante directe (c'est à dire indépendante du spin et des forces tenseurs) des potentiels phénoménologiques à deux corps. On doit avoir :

$$\langle \left| R_{central}^{A} \right|^2 \rangle = \langle R_M^2 \rangle + \langle R^2 \rangle$$

En général, $\langle R^2 \rangle$ est pris à peu près égal à 3 fm^2, ce qui donne :

$$R_{central} \simeq 1{,}20 \text{ fm.}$$

C'est d'ailleurs la valeur trouvée dans les analyses en potentiel optique à basse énergie, avec, de plus, une épaisseur de diffusion $a_R \simeq 0{,}60$ fm.



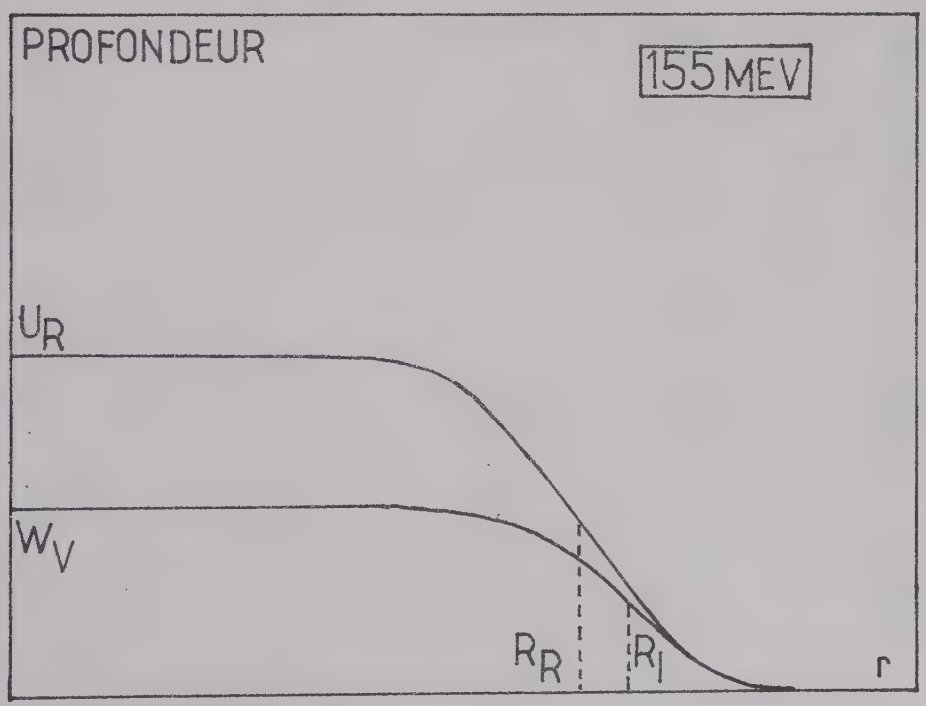
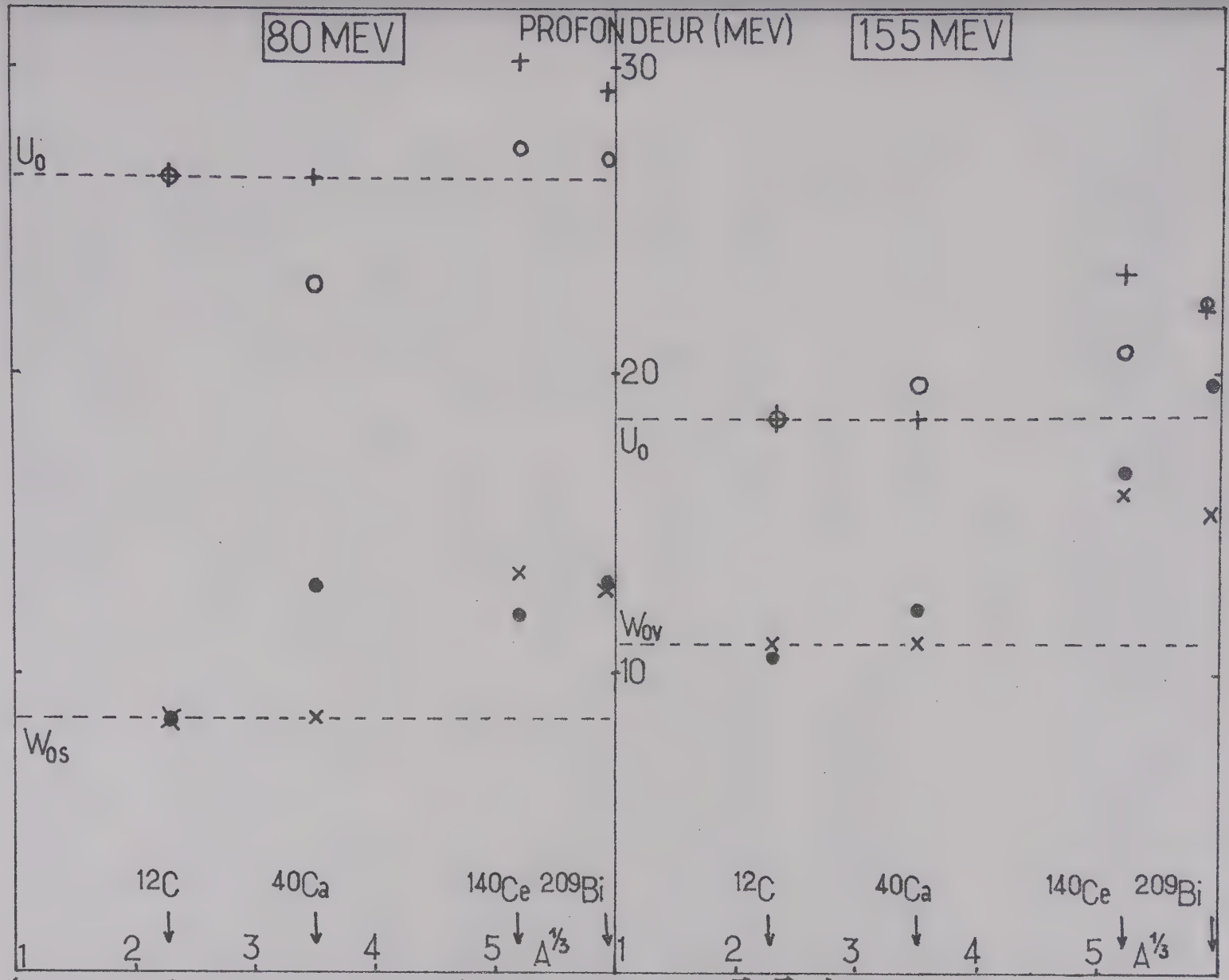


Fig. 20 _ EXTENSION DES PARTIES CENTRALES REELLE ET IMAGINAIRE A 80 ET 155 MEV



{ ∘ Valeurs expérimentales + calculées par $U = U_0 + U_1 \vec{\tau}_1 . \vec{\tau}_2$ } U

{ • " " × " " $W = W_0 + W_1 \vec{\tau}_1 . \vec{\tau}_2$ } W

Fig. 21_ EFFET DU SPIN ISOTOPIQUE DU NOYAU-CIBLE.

atteindre dans la détermination de U_R, à la fois à 80 MeV et à 155 MeV U_R est compatible avec la valeur adoptée par HODGSON (19) : $U_R = 120 \pm 20$ MeV.

Un effet semblable se dégage d'ailleurs de la comparaison de W pour les différents noyaux, que ce soit à 80 MeV où l'absorption a été trouvée concentrée à la surface (W_S) ou à 155 MeV, où on a affaire à une absorption de volume (W_V). Là encore on peut proposer la formule :

$$W = W_0 + \frac{1}{4} \frac{N - Z}{A} W_1,$$

où W_1 serait de l'ordre de 100 MeV et W_{OS} = 8,5 MeV à 80 MeV, W_{OV} = 11 MeV à 155 MeV. La comparaison des valeurs calculées avec les valeurs expérimentales est également donnée figure (21).

c) Partie centrale réelle : non-localité du potentiel optique

La non-localité du potentiel optique a été vérifiée par PEREY et BUCK sur un noyau lourd, ^{208}Pb, pour des neutrons incidents d'énergie inférieure à 20 MeV.

SOOD (43) a récemment analysé des résultats de BUCK (44), ROSEN (37) et PEREY (35), soit pour des neutrons, soit pour des protons incidents sur une grande variété de cibles. Il a calculé les portées β_n et β_p de la non-localité, ainsi que les profondeurs correspondantes du puits central réel non-local. Les résultats sont recensés dans le tableau IX

REFERENCES	β_n (fm)	U_{NL},n(MeV)	β_p(fm)	U_{NL},p(MeV)	Energie (MeV)
BUCK (43)	0,85	71	0,78	78-0,6V_c	9-22
ROSEN (36à	0,91	81	0,87	88-0,8V_c	10,5-14,5
PEREY (35)			1,38	180	9-22

Tableau IX : Non-localité calculée par SOOD à partir d'analyses en potentiel optique à basse énergie (V_c = potentiel coulombien + effet du spin isotopique).

SOOD trouve donc une non-localité beaucoup plus profonde, et de portée beaucoup plus importante dans son calcul à partir des analyses de PEREY; il met alors en cause les potentiels obtenus par PEREY.

Si nous voulons tester précisément la validité de l'équation de PEREY-BUCK jusqu'à notre énergie de 155 MeV, il nous faut étudier le cas de noyaux moyens de N = Z, pour lesquels on peut ainsi se libérer du potentiel coulombien et de l'effet de spin isotopique, et ne considérer alors que V_0 local (V_{0L}).

Nous avons ainsi reporté sur la figure (22) des valeurs de V_0 local prises pour des énergies incidentes comprises entre 0 et 220 MeV, et déduites du maximum d'expériences "complètes" ($\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) + P(\theta)$), faites jusqu'à présent sur des noyaux compris entre ^{24}Mg et ^{40}Ca. L'interpolation par la courbe donne une idée raisonnable de la variation de V_0 local en fonction de l'énergie incidente des protons, malgré le manque de valeurs expérimentales entre 55 et 80 MeV, et entre 80 et 155 MeV.

Nous avons alors calculé la portée de la non-localité β_p, puis la profondeur $U_{NL,p}$ pour les différentes régions de la courbe, en admettant comme vraie la relation de PEREY-BUCK. Les valeurs que nous avons trouvées :

$$\beta_p \simeq 0{,}85 \text{ fm}$$

$$U_{NL,p} \simeq 75 \text{ MeV}$$

sont compatibles avec celles trouvées par SOOD.

Le fait qu'il n'y ait pas de dépendance de β et de U_{NL} envers l'énergie semble donc bien établi dans tout le domaine d'énergie où le modèle optique présente un intérêt pour les nucléons. De même, la formule de PEREY et BUCK semble applicable dans un domaine d'énergie beaucoup plus vaste que celui qu'ils ont étudié, ce qu'ils supposaient d'ailleurs en montrant qu'ils pouvaient extrapoler jusqu'à 80 MeV, dans le cas des neutrons incidents sur ^{208}Pb.

d) Partie centrale imaginaire. Section efficace de réaction

A partir de 30 MeV, plusieurs interprétations (37) donnent des accords avec l'expérience à peu près identiques avec partie imaginaire de surface ou de volume.

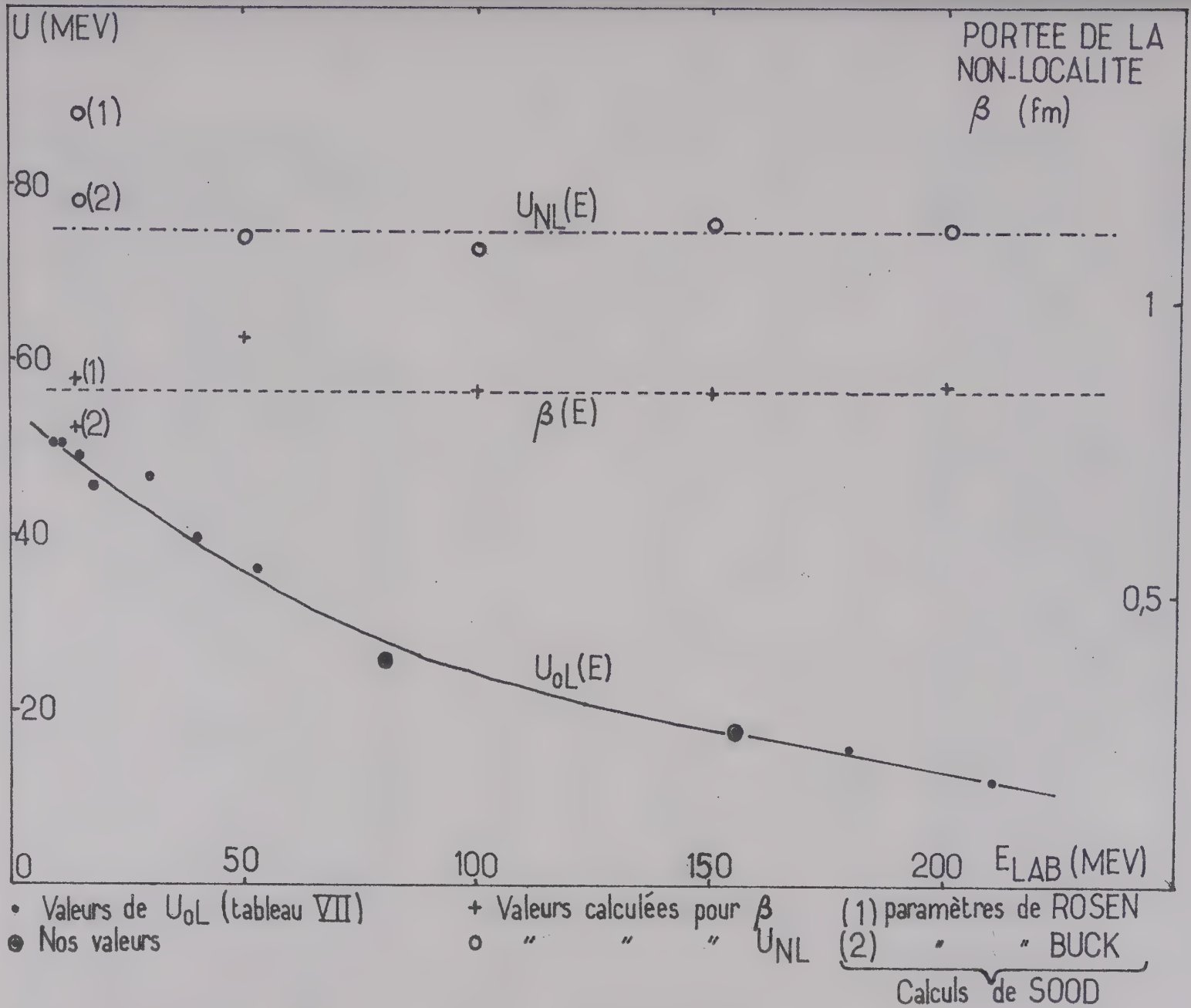


Fig.22 _ NON_LOCALITE DU POTENTIEL OPTIQUE DEDUITE DE $U_{NL}=U_{oL}\exp\left[\frac{M\beta^2}{2\hbar^2}(E+U_{oL})\right]$

Nos analyses de 80 MeV, aussi bien pour les noyaux lourds que pour les noyaux légers, donnent cependant un accord bien meilleur si on conserve une partie imaginaire de surface, comme aux très basses énergies.

Ce n'est qu'à 155 MeV qu'il nous a fallu adopter une partie imaginaire de volume, avec laquelle on rend mieux compte à la fois des sections efficaces différentielles, des polarisations et des sections efficaces totales de réaction. Ces dernières devant être légèrement supérieures aux valeurs mesurées à 180 MeV (10) (voir tableau X). (Remarquons que les résultats pour les noyaux légers s'expliquent mieux en gardant encore une partie imaginaire de surface)

CIBLE	^{7}Li	^{12}C	^{28}Si	^{40}Ca	^{209}Bi
$\sigma_R$exp 180 MeV	149,0	212,3	390 (^{27}Al)	524	1660 (^{197}Au)
$\sigma_R$cal.155 MeV	173,5	228,7	370,1	591,5	1906,2

Tableau X : Comparaison des valeurs des σ_R mesurées à 180 MeV, et calculées dans nos analyses à 155 MeV.

La partie imaginaire centrale rend compte à la fois de la diffusion inélastique et de tous les processus d'absorption dans le noyau. La diffusion inélastique, seule, semble bien localisée à la surface du noyau (dans l'image du modèle en couches du noyau). Les sections efficaces intégrées imputables à ce seul processus, sont cependant très petites (quelques millibarns), et ce sont les autres phénomènes non élastiques qui sont prépondérants. Or, si on ne considère que le cas des réactions (p, 2p), on a pu mettre en évidence, pour des protons incidents de 155 MeV, l'excitation de protons appartenant à des couches très liées ($1s^{1}/_{2}$, $1p^{3}/_{2}$, $1p^{1}/_{2}$) (45), alors que des expériences semblables à 50 MeV (46) semblent montrer que l'on n'excite que des couches très peu liées.($2s^{1}/_{2}$ par exemple).

Il semble donc bien vérifié que l'absorption

se fasse de plus en plus en profondeur quand l'énergie incidente augmente, au point d'être entièrement en volume à l'énergie incidente de 155 MeV, ce qui n'est pas évident a priori quand on considère les arguments ayant trait au libre parcours moyen des protons incidents dans la matière nucléaire, TATISCHEFF (26) ayant montré que le noyau est encore très opaque pour des protons de 155 MeV.

II - Partie spin-orbite du potentiel

Malgré la précision moins grande avec laquelle est déterminée la partie spin-orbite (voir chapitre III), on peut dégager plusieurs conclusions. GREENLESS, PYLE et TANG (41) ont calculé la géométrie que doit avoir la partie spin-orbite par rapport à celle de la partie centrale. Là encore, on doit avoir :

$$\langle \{ R_{SO} \, A^{1/3} \}^2 \rangle \simeq \langle R^2_M \rangle + \langle p^2 \rangle$$

où R est la portée de la composante spin-orbite des potentiels à deux corps. Or, cette portée doit être beaucoup plus faible que celle de la composante directe, car elle s'explique par l'échange de "mésons-vecteurs", plus lourds que ceux responsables de la composante directe et que

$$R \sim \frac{\hbar c}{M} \quad (M = \text{masse de méson responsable de l'interaction})$$

On doit donc avoir :

$$\langle \{ R_{SO} \, A^{1/3} \}^2 \rangle \simeq \langle R_M^2 \rangle$$

et trouver $R_{SO} \simeq 1{,}10$ fm

Dans nos analyses de 155 MeV, nous trouvons bien un rayon plus petit que celui de la partie centrale :

$$0{,}93 \text{ fm} < R_{SO} < 1{,}11 \text{ fm} \quad 0{,}50 \text{ fm} < a_{SO} < 0{,}80 \text{ fm}$$

Mais à 80 MeV, il nous faut attribuer un rayon beaucoup plus grand si l'on veut que les oscillations de la polarisation calculée aient lieu aux mêmes angles que pour la polarisation expérimentale. On trouve en effet :

$$R_{SO} \simeq 1{,}60 \text{ fm} \qquad a_{SO} \simeq 0{,}40 \text{ fm}$$

Cette différence importante ne peut s'expliquer par une erreur systématique sur le 0° de définition, d'autant plus que les sections efficaces différentielles sont bien décrites avec une géométrie de la partie centrale en accord avec celles calculées et trouvées dans d'autres analyses à énergie différente.

b) Partie réelle : A cause de la faible précision dont on dispose sur la détermination de la partie spin-orbite, on peut seulement attribuer des limites à U_{SO} :

à 80 MeV $\quad 0,7 \text{ MeV} < U_{SO} < 1 \text{ MeV}$

valeur beaucoup plus faible que celles généralement adoptées à plus basse énergie, et également beaucoup plus faible que celles calculées par RIESENFELD et WATSON (47), par des méthodes décrites au chapitre V.

à 155 MeV $\quad 2 < U_{SO} < 3,5 \text{ MeV}$

valeur compatible avec les calculs de WATSON et RIESENFIELD, ainsi qu'avec des valeurs extrapolées depuis les basses énergies (voir figure 23).

Le désaccord entre les valeurs de 80 MeV et celles qu'on attend est certainement lié à celui que l'on a également pour le rayon R_{SO}. Le fait que nous ayons été contraints d'adopter des rayons beaucoup trop grands a déterminé une valeur de U_{SO} beaucoup trop petite.

c) Partie imaginaire : Comme aux basses énergies, nous trouvons que $W_{SO} = 0$ à 80 MeV, alors qu'il nous faut adopter des valeurs non nulles à 155 MeV, pour expliquer les distributions de polarisation presque uniquement positives.

à 155 MeV $\quad 2 < W_{SO} < 3 \text{ MeV}$

Alors que nos valeurs à 80 MeV sont encore en désaccord avec les calculs de WATSON et RIESENFIELD, pour la même raison que pour U_{SO}, à 155 MeV, nous trouvons à peu près la valeur calculée.

Remarquons le fait que W_{SO} ne doit pas être trop grand, pour que la partie imaginaire globale du potentiel optique ne se comporte pas comme une source de particules, à l'endroit où sa distribution est positive.

Nous avons calculé la quantité $\ell W_{SO} f_{SO}(r)$ pour la dernière onde partielle ($\ell = 33$) et comparé à $W_I f_I(r)$, dans le cas de Bi à 155 MeV, où le nombre d'ondes partielles prenant part à la diffusion est le plus grand. Les distributions sont représentées sur la figure (24). On s'assure bien ainsi que la distribution de la partie imaginaire n'est positive en aucun point.

CONCLUSION : L'ensemble des paramètres du potentiel optique que nous avons trouvé pour des protons incidents de 80 et 155 MeV sont faiblement variables d'un corps à l'autre et s'inscrivent bien dans la continuité de ceux trouvés à plus basse énergie.

Les géométries sont en très bon accord avec celles prévues théoriquement à partir de la distribution de matière dans les noyaux, sauf pour la partie spin-orbite à 80 MeV, pour laquelle nous trouvons un rayon beaucoup plus grand que ceux de la partie centrale, ce qui entraîne d'ailleurs une profondeur des puits réel et imaginaire beaucoup trop petite pour s'accorder avec des calculs de WATSON et RIESENFIELD, et pour s'inscrire dans la continuité des valeurs trouvées par ailleurs.

Nous avons vérifié quantitativement que le degré de non-localité, trouvé à basse énergie, est le même à nos énergies, soit une portée de 0,85 fm et une profondeur de 75 MeV du puits non-local.

Enfin, la sensibilité des profondeurs des puits centraux au spin isotopique des cibles a été observée, en bon accord qualitatif avec les calculs faits à plus basse énergie.

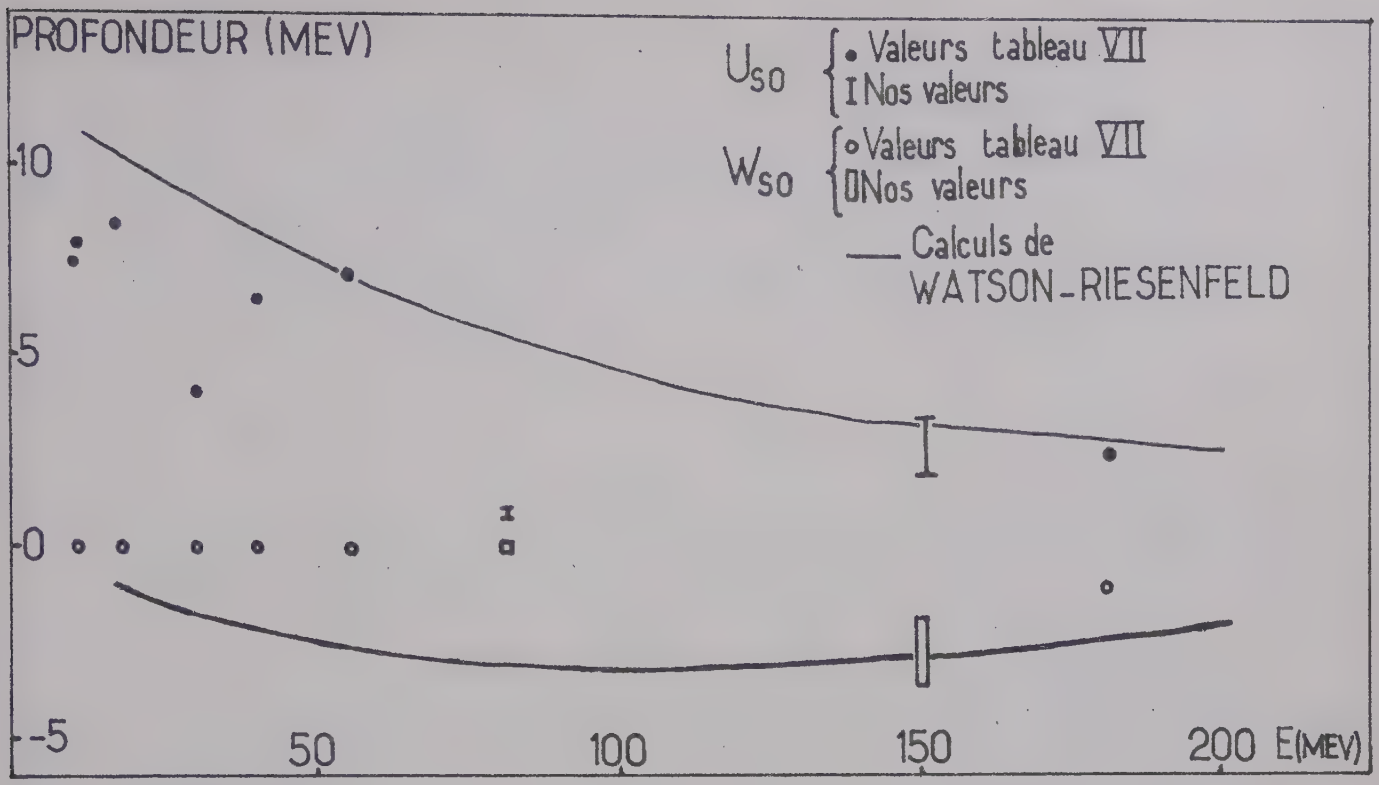


Fig.23_ PARTIE SPIN-ORBITE DU POTENTIEL OPTIQUE.

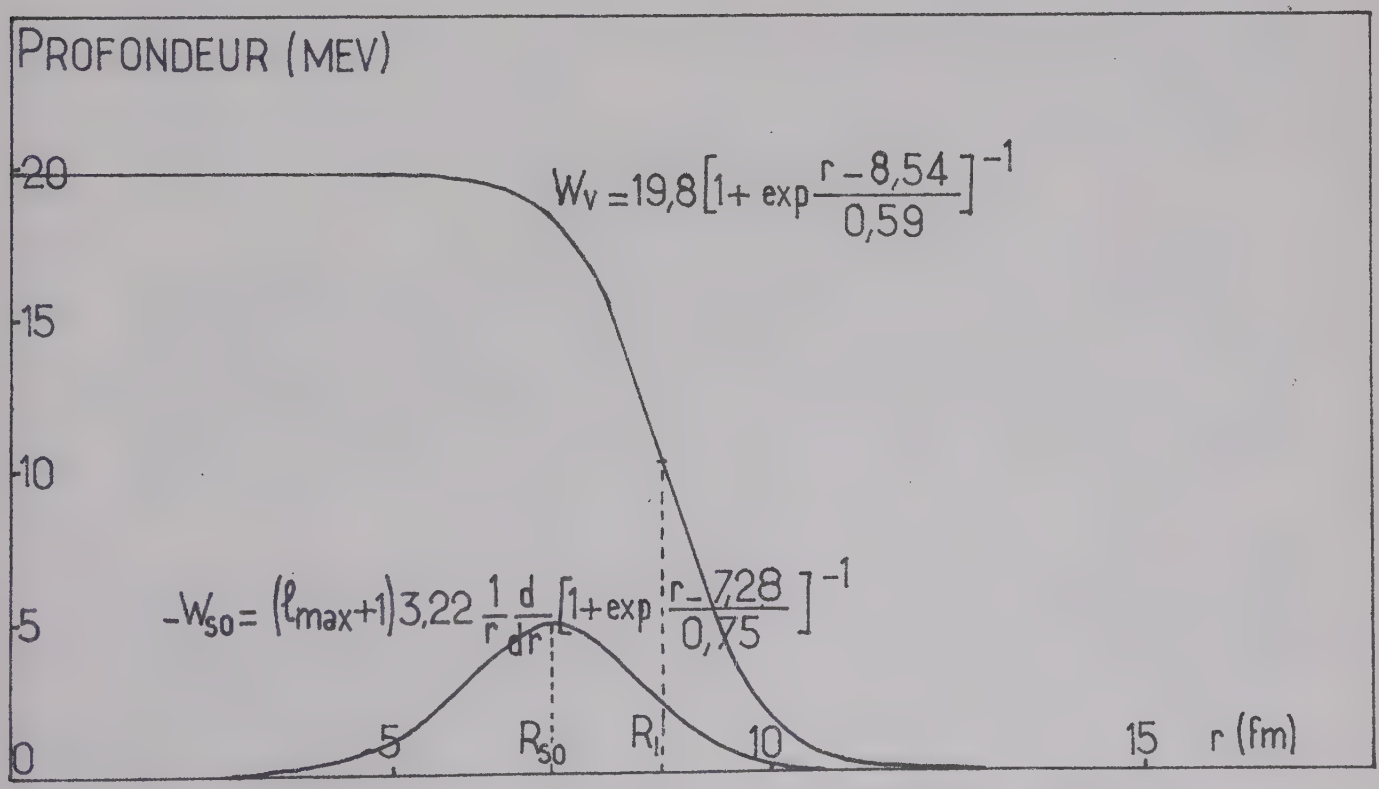


Fig.24 _PARTIE IMAGINAIRE DU POTENTIEL OPTIQUE POUR LA DERNIERE ONDE PARTIELLE ($\ell_{max}=33$) DE ^{209}Bi A 155 MEV.

CHAPITRE V

LE POTENTIEL OPTIQUE A PARTIR DES FORCES NUCLEON-NUCLEON

Partant d'un point de vue microscopique, nous voulons étudier dans ce chapitre la possibilité de déduire la matière nucléaire, représentée par le potentiel optique, des forces élémentaires nucléon-nucléon.

Le problème est compliqué, et tous les calculs déjà effectués se fondent sur la méthode d'approximation d'impulsion (1). L'approximation d'impulsion simple ne doit alors donner de bons résultats qu'aux très petits angles de diffusion.

L'analyse en "diffusion multiple" de WATSON (8) donne théoriquement un développement du potentiel optique, et en s'appuyant sur l'approximation d'impulsion simple, WATSON donne un moyen de relier, au premier ordre du développement, le potentiel optique à la matrice de diffusion nucléon-nucléon. KOHLER (48), de son côté, montre que pour un tel potentiel, les polarisations aux petits angles sont correctement données par l'approximation de BORN au premier ordre.

Un progrès de plus consistait à tenir compte de la dépendance angulaire des coefficients de la matrice de diffusion nucléon-nucléon. Comme le montrait BETHE (49) par exemple, cela permet l'existence de géométries différentes pour les différentes parties du potentiel, ce que nous avons d'ailleurs trouvé dans nos analyses phénoménologiques. CROMER (9) a ainsi étudié en détail l'effet de cette dépendance angulaire dans une analyse des résultats de polarisation de 310 MeV, où il arrêtait la dépendance angulaire aux termes de q^2.

JOHANSSON et coll (10), dans un calcul de même type suivant la méthode de KERMAN et coll (1), introduisaient de plus des termes en q^4, et utilisaient pour ce faire, les coefficients de la matrice déduits des déphasages nucléon-nucléon de GAMMEL-THALER, pour une énergie expérimentale de 180 MeV.

Plus récemment encore, HULL et Mc DONALD (11) ont tenu compte des autres termes de développement de WATSON, c'est à dire des diffusions multiples possibles, l'état intermédiaire pouvant être le fondamental ou un niveau excité quelconque. L'accord avec l'expérience devrait alors se faire dans un domaine angulaire plus grand.

Bien que les résultats ne soient pas encore satisfaisants, nous allons essayer de dégager quelques conclusions de la comparaison de ces différents calculs.

I - Le développement de WATSON

Formellement, on recherche un potentiel V_{op} tel que l'équation de SCHRODINGER

$$(h + V_{op})\ \psi = E_o \psi \qquad (V\text{-}I)$$

représente la diffusion nucléon-noyau.

E_o = énergie du nucléon dans le système du centre de masse nucléon-noyau

h = opérateur énergie cinétique du nucléon.

Dans leur théorie de la "multiple diffusion", JOHNSTON et WATSON développent V_{op} en fonction de la diffusion élastique simple ou multiple (premier terme) et des diffusions multiples aux niveaux intermédiaires autres que le fondamental (termes suivants de développement).

II - L'approximation au premier ordre de développement de WATSON (sans diffusion multiple)

Suivant un formalisme développé par KERMAN et coll, JOHANSSON, SVANBERG et HODGSON déduisent les paramètres de potentiel optique de la façon suivante :

Soit M(q) la matrice de diffusion nucléon-nucléon écrite sous sa forme habituelle :

$$M(q) = A(q)+B(q)\sigma_{1n}.\sigma_{2n}+C(q)(\sigma_{1n}+\sigma_{2n})+E(q)\sigma_{1q}.\sigma_{2q}+F(q)\sigma_{1p}\sigma_{2p} \qquad (V\text{-}2)$$

Les indices 1 et 2 se rapportent respectivement

au nucléon incident et au nucléon cible. Les coefficients de la matrice ne dépendent que du moment transféré $\hbar q$ (approximation de la couche d'énergie, et du spin isotopique de la façon suivante : B, E, F s'annulent pour les noyaux pairs-pairs, quand on moyenne sur les nucléons cibles. Les moyennes pour A(q) et c(q) s'écrivent :

$$\overline{A(q)} = \frac{1}{4}(A_o+3A_1) + \frac{N-2Z}{4N}(A_o-A_1)$$

$$\overline{C(q)} = \frac{1}{4}(C_o+3C_1) + \frac{N-2Z}{4N}(C_o-C_1) \qquad (V-3)$$

pour N nucléons et Z protons dans la cible.

Au lieu de C(q), fonction impaire, il est préférable d'utiliser d'ailleurs la fonction paire $\hat{C}(q)$ définie par :

$$\hat{C}(q)k\sin\theta = k_o C(q)$$

θ = angle de diffusion dans le centre de masse nucléon-noyau.

$\hbar k$ = moment du proton incident dans le centre de masse nucléon-noyau.

$\hbar k_o$ = moment du proton incident dans le centre de masse nucléon-nucléon

le potentiel optique s'écrivant :

$$V(r) = \frac{N-1}{N}V_{coulomb} + V_c(r) + \frac{1}{r}\frac{d}{dr}V_{so}(r)\,\vec{L}.\vec{S} \qquad (V-4)$$

On obtient, après approximation d'impulsion, et au premier ordre de développement de WATSON, sans diffusion élastique multiple :

$$V_c(r) = -\frac{2\hbar^2}{m}\frac{N-1}{(2\pi)^2}\int e^{-i\vec{q}\cdot\vec{r}}\,F(q)\,\overline{A(q)}\,d\vec{q}$$

$$V_{SO}(r) = -\frac{2i\hbar^2}{m}\frac{N-1}{(2\pi)^2}\int e^{-i\vec{q}\cdot\vec{r}}\,F(q)\,\frac{\overline{\hat{c}(q)}}{k_o k}\,d\vec{q} \qquad (V-5)$$

m = masse de nucléon, F(q) = facteur de forme normalisé.

Pour chaque partie du potentiel, il existe trois inconnues, V, la profondeur, R et a qui fixent la géométrie. JOHANSSON et coll les tirent de trois équations les reliant, avec une très bonne approximation, aux moments d'ordre 0, 2 et 4 du facteur de forme nucléaire, et aux dérivées d'ordre 0, 2 et 4 des paramètres $\overline{A(q)}$ et $\overline{\hat{C}(q)}$ pour q = 0. Les moments successifs de F(q) ont été déduits des expériences de diffusion d'électrons recensés par HOFSTADTER (12); les dérivées de $\overline{A(q)}$ et $\overline{C(q)}$ étant calculées à partir des déphasages GAMMEL-THALER.

Les résultats obtenus par ^{12}C et ^{27}Al sont portés sur les figures (25) et (26) en comparaison avec nos points expérimentaux correspondant à ^{12}C et ^{28}Si à 153 MeV. On voit que l'accord se limite aux petits angles de diffusion.

Nous avons repris ce calcul en utilisant les déphasages du potentiel HAMADA-JOHNSTON pour 155 MeV, plus justifiés de par leur meilleure description des données nucléon-nucléon.

Le potentiel optique obtenu pour ^{12}C et ^{28}Si est recensé dans le tableau XI.

CIBLES	U_R	R_R	a_R	W_V	W_S	R_I	a_I	V_{SO}	W_{SO}	R_{SO}	a_{SO}
^{12}C	18,7	1,30	0,465	17,7	0	1,265	0,509	3,52	-0,79	1,09	0,425
^{28}Si	27,0	1,134	0,671	25,2	0	1,115	0,696	4,16	-0,93	1,005	0,632

Tableau XI : Paramètres calculés à partir des déphasages HAMADA-JOHNSTON.

L'accord est encore moins bon, en particulier pour les polarisations, où les distributions calculées aux petits angles sont très au dessous des valeurs expérimentales et des valeurs calculées avec les potentiels déduits des déphasages GAMMEL-THALER, effet que l'on avait déjà observé dans quelques autres cas.

III - Calcul en "diffusion multiple"

HULL et Mc DONALD reprennent le développement de WATSON; il tiennent compte de la diffusion élastique à tous les ordres, et dans la diffusion inélastique, uniquement du terme en diffusion double (ce qu'ils appellent terme de deuxième

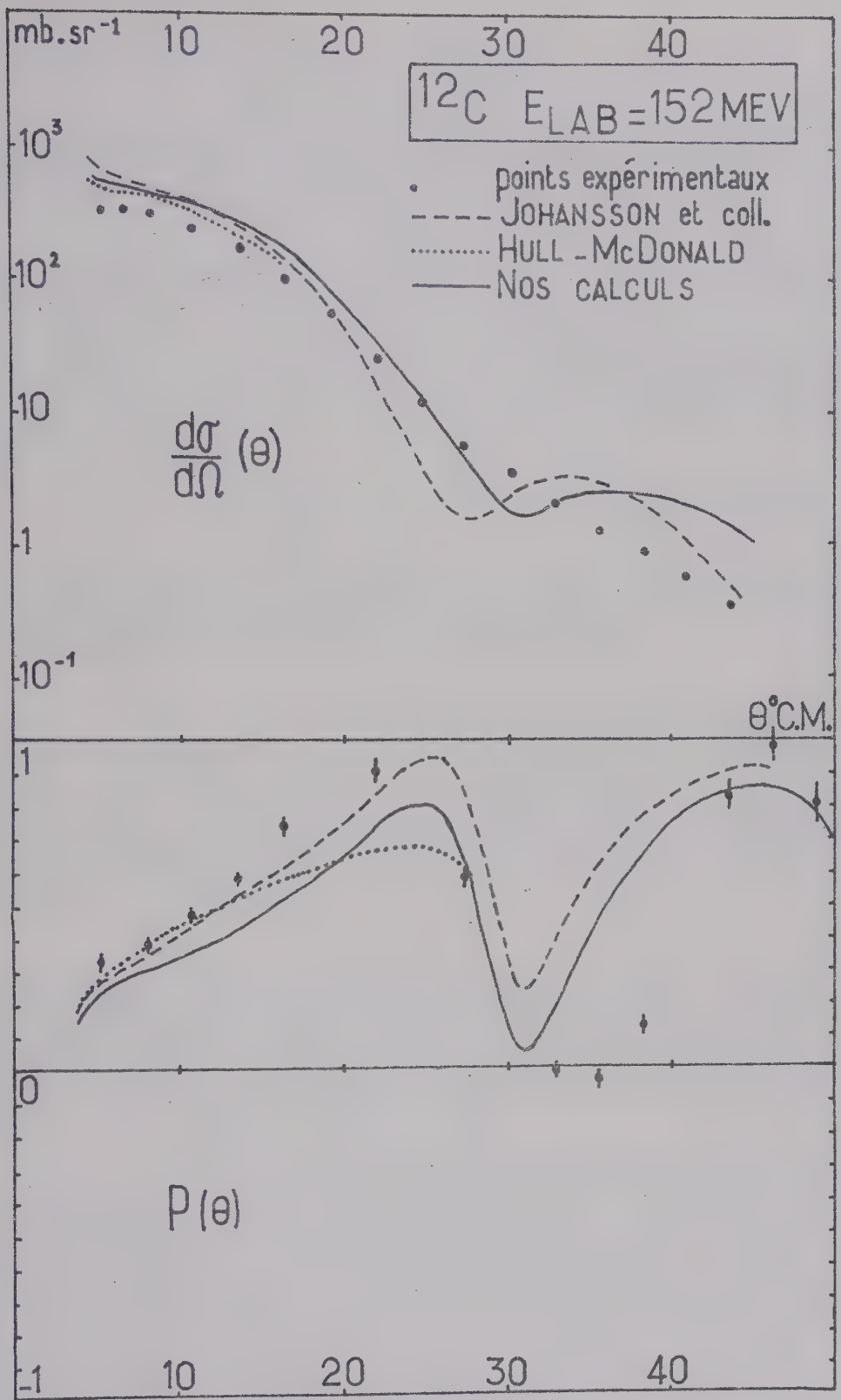


Fig. 25_ CALCULS AVEC PARAMETRES DEDUITS DES FORCES NUCLEON_NUCLEON.

ordre de développement de WATSON).

Leur terme du premier ordre tient également compte de la variation angulaire des paramètres de WOLFENSTEIN, qu'ils calculent à partir des déphasages phénoménologiques de YALE (équivalents à ceux de HAMADA-JOHNSTON).

Le potentiel auquel ils aboutissent est une somme des contributions du premier ordre et du second ordre, chacune ayant des géométries différentes.

Ils résolvent ensuite l'équation de SCHRODINGER (V-I) numériquement, et en tirent les expressions de $\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta)$ et de $P(\theta)$.

Différentes approximations sont faites :

- approximation d'impulsion
- négligence de l'impulsion du nucléon-cible dans le noyau (approximation d'impulsion adiabatique).
- approximation de la couche d'énergie.

Ces trois approximations sont d'ailleurs faites également dans les calculs décrits précedemment.
Enfin, le terme du second ordre fait intervenir les corrélations entre les nucléons-cibles dans le noyau, et pour décrire celles-ci, HULL et Mc DONALD adoptent des fonctions d'onde nucléaires déduites, soit du modèle de gaz de Fermi , soit du modèle de BRUECKNER-GAMMEL, de façon à simplifier des calculs déjà lourds.

Les résultats obtenus pour ^{12}C et ^{27}Al à 156 MeV sont portés eux aussi sur les figures (25) et (26). Si l'accord semble meilleur en section efficace différentielle, au moins dans le domaine angulaire où les calculs ont été publiés, les résultats de polarisation ne s'accordent pas mieux avec l'extérieur que ceux des calculs précédents.

HULL et Mc DONALD discutent de la validité des approximations faites; en particulier remarquent qu'un changement notable des paramètres décrivant les corrélations des nucléons dans le noyau donnerait un accord global bien meilleur. Ils remarquent également que l'approximation de la couche d'énergie amène des erreurs d'autant plus importantes que l'angle de diffusion est grand. Enfin, des contributions très importantes en deuxième ordre du développement peuvent provenir des niveaux collectifs de basse énergie fortement couplés au fondamental, au moins pour des noyaux de ^{12}C, ^{27}Al ou ^{28}Si examinés ici. L'effet de ces contributions n'a pas été étudié dans ces calculs.

CONCLUSION : Le problème de déduire le potentiel optique des forces nucléon-nucléon est donc encore loin d'être résolu. Cependant, quelques progrès de plus pourraient être accomplis dans des calculs tels que ceux de HULL et Mc DONALD. Il faudrait se libérer des inconnues telles que les contributions de niveaux collectifs des noyaux déformés, en étudiant des cas de noyaux réputés sphériques. Il faudrait également que la description des corrélations des nucléons dans le noyau se fasse à partir de modèles plus réalistes que ceux du gaz de FERMI et de BRUECKNER-GAMMEL (mais gardant cependant la généralité de "matière nucléaire" propre au potentiel optique), par exemple, à partir d'un modèle en couches. Enfin, il faudrait pouvoir évaluer l'importance des termes hors de la couche d'énergie dans la matrice de diffusion nucléon-nucléon, même grossièrement, à partir de potentiels nucléon-nucléon simplifiés.

En résumé, il faudrait aller bien plus avant dans les particularités de la matière nucléaire, pour avancer dans ce problème, mais on perdrait alors beaucoup de l'intérêt qui réside dans la continuité de la matière nucléaire.

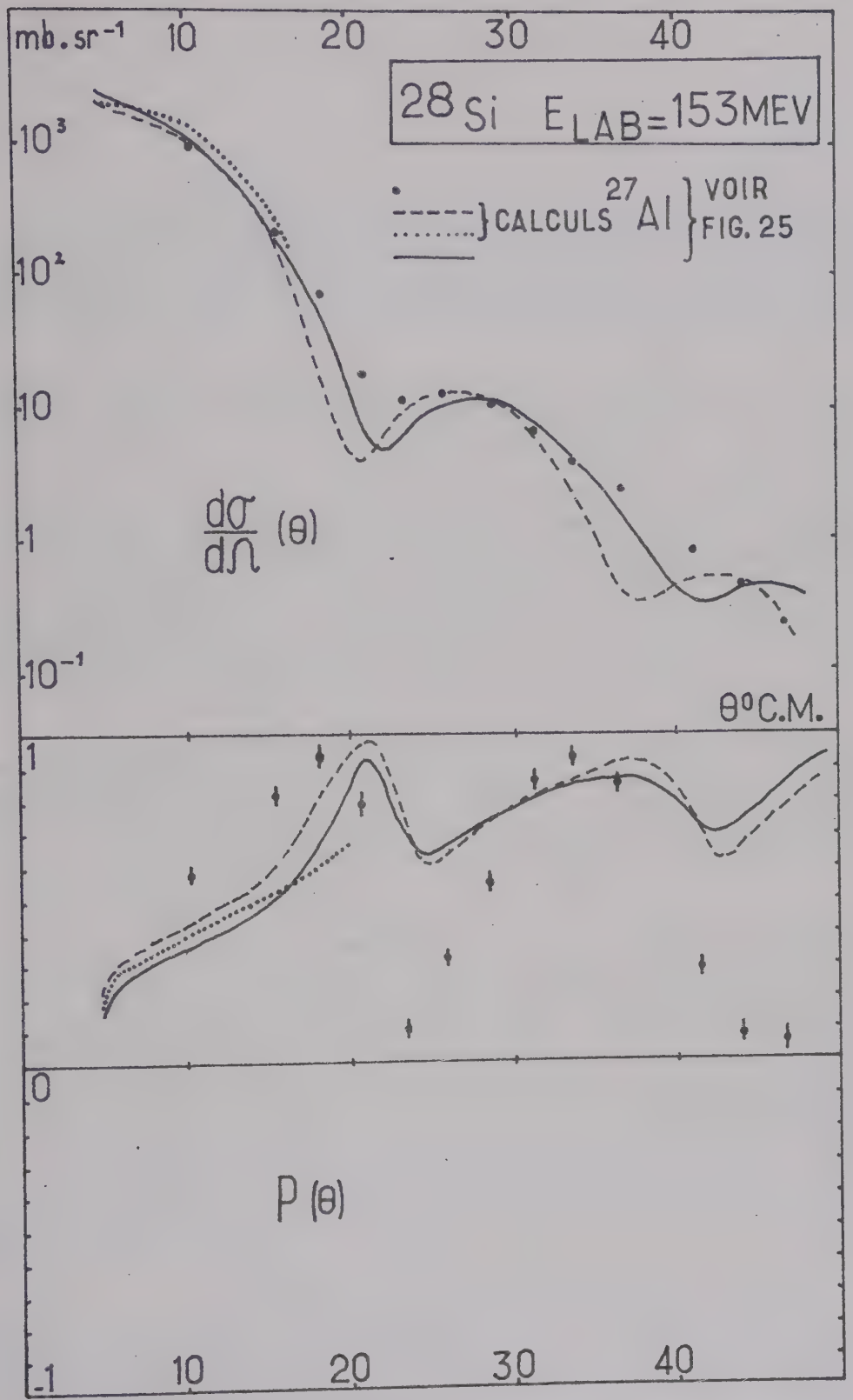


Fig.26_CALCULS AVEC PARAMETRES DEDUITS DES FORCES NUCLEON-NUCLEON.

C O N C L U S I O N

Après avoir montré l'utilité d'expériences "complètes" donnant les sections efficaces différentielles et les polarisations des protons diffusés élastiquement par les noyaux, nous avons présenté les résultats de telles expériences pour des protons incidents de 80 et 155 MeV.

Les résultats obtenus à 80 MeV ont été moins précis qu'à 155 MeV, mais cependant suffisants pour étudier la continuité depuis les basses énergies.

Nous avons en effet analysé ensuite nos résultats, dans le cadre du modèle optique, par un programme de recherche automatique des paramètres du modèle-programme dû à F. PEREY- pour étudier la validité du modèle à nos énergies, et pour donner les ensembles de paramètres correspondant à différents noyaux ; ces paramètres sont en effet utiles pour appliquer les techniques "d'ondes distordues" quand on étudie la diffusion inélastique des protons de 155 MeV.

Nous avons montré que, sans aucun doute, le modèle optique est valable pour des protons de 80 et 155 MeV, puisque les ensembles de paramètres trouvés sont lentement variables d'un noyau à l'autre pour une énergie donnée, et qu'ils se déduisent bien par extrapolation de ceux obtenus à basse énergie, qui sont bien précisés.

Par exemple, les géométries que nous avons trouvées pour les différents puits sont en gros les mêmes que celles trouvées à plus basse énergie; elles sont également les mêmes que celles calculées à partir de la distribution de matière, aussi bien pour la partie centrale que pour la partie spin-orbite à 155 MeV. On vérifie bien ainsi que le rayon de la partie spin-orbite est inférieur à ceux de la partie centrale, ce qui est prévu quand on tient compte de la différence entre les portées des termes direct et spin-orbite de l'intéraction nucléon-nucléon. Nous avons trouvé un seul désaccord important non explicable,pour la partie spin-orbite à 80 MeV, beaucoup trop petite.

La faible variation des profondeurs, à énergie donnée, est tout à fait compatible - au moins pour la partie centrale qu'on détermine avec une plus grande précision que la partie spin-orbite - avec la variation prévue en tenant compte

de l'effet du spin isotopique de la cible.

De plus, pour un noyau donné, nous avons trouvé que la profondeur centrale réelle U_L, à toutes les énergies, peut se déduire d'une seule profondeur U_{NL} si on considère que le potentiel optique est effectivement non-local. Nous avons vérifié que la formule semi-théorique de PEREY-BUCK (Chap. I) s'applique bien jusqu'à nos énergies. Nous trouvons alors, pour des protons incidents, un puits non-local de portée $\beta = 0,85$ fm et de profondeur $U_{NL} = 75$ MeV, ce qui est compatible avec les valeurs trouvées à partir des paramètres déterminés à basse énergie.

En ce qui concerne la partie centrale imaginaire, il semble que l'absorption est concentrée à la surface à 80 MeV, comme aux plus basses énergies, alors qu'elle se fait dans le volume nucléaire à 155 MeV. Ceci s'explique théoriquement en tenant compte du fait que le principe d'exclusion de PAULI devient de moins en moins astreignant quand l'énergie incidente augmente; il devient en effet plus facile d'exciter un ou plusieurs nucléons de grande énergie de liaison. Par ailleurs, les sections efficaces de réaction, calculées à 155 MeV, sont compatibles avec celles obtenues expérimentalement à 180 MeV.

Quant à la partie spin-orbite, les valeurs que nous avons trouvées à 155 MeV sont dans la continuité de celles trouvées à plus basse énergie; elles s'accordent également avec les valeurs calculées par RIESENFELD et WATSON (46). Le désaccord pour les valeurs de 80 MeV provient du rayon anormalement grand qu'il nous a fallu adapter.

Ce travail peut être amélioré expérimentalement, d'abord en étudiant un plus grand nombre de noyaux-cibles, ensuite en précisant l'étude de la diffusion des protons de 80 MeV, pour laquelle on devrait utiliser un faisceau polarisé plus intense et mieux résolu en énergie et en géométrie, ce qui permettrait d'étendre le domaine angulaire analysé.

L'ensemble des analyses en potentiel optique à 80 MeV devrait alors être encore précisé, surtout en ce qui concerne la partie spin-orbite.

Enfin, pour construire théoriquement le potentiel optique à partir des forces nucléon-nucléon, il semble nécessaire de tenir compte des particularités de la matière nucléaire et de supprimer de nombreuses approximations, faites jusqu'à présent. Un tel calcul devient alors très compliqué et perd beaucoup de son intérêt, puisqu'il fait disparaitre la continuité propre au modèle optique.

BIBLIOGRAPHIE

1 - A.K. KERMAN, H. Mc MANUS et R.M. THALER, Ann. Phys. 8 (1959) 551

2 - G.F. CHEW, Phys. Rev. 80 (1956) 196

3 - L. WOLFENSTEIN, Ann. Rev. of Nucl. Sc. 6, 4

4 - H.A. BETHE, Phys. Rev. 57 (1940) 1125

5 - R. SERBER, Phys. Rev. 72 (1947) 1008

6 - F. PEREY et B. BUCK - Nucl. Phys. 32 (1962) 353

7 - C. ROLLAND, B. GEOFFRION, N. MARTY, M. MORLET, B. TATISCHEFF, et A. WILLIS - Nucl. Phys. 80 (1966) 625
- id° - J. Phys. C_1 126 (1966).
- id° - Colloque sur les noyaux légers, Lyon (1966).

8 - K.M. WATSON, Phys. Rev. 89 (1953) 575.

9 - A.M. CROMER, Phys. Rev. 113 (1959) 1607.

10 - A. JOHANSSON, U. SVANBERG et P.E. HODGSON, Ark. Fys. 19 (L961) 541.

11 - F.A. Mc DONALD et M.H. HULL Jr, Phys. Rev. 143 (1966) 838

12 - R. HOFSTADTER, Ann. Rev. of Nucl. Sc. 7 (1957) 308.

13 - H.A. BETHE, Ann. Phys. 3 (1958) 190.

14 - N.C. FRANCIS et K.M. WATSON, Phys. Rev. 92 (1953) 291.

15 - P.J. WYATT, J.G. WILLS et A.E.S. GREEN, Phys. Rev. 119 (1960) 1031.
R.H. LEMMER et A.E.S. GREEN, Phys. Rev. 119 (1960) 1031.

16 - S. FERNBACH, W. HECKROTTE et J.V. LEPORE, Phys. Rev. 97 (1955) 1059.

17 - W. HECKROTTE , Phys. Rev. 101 (1956) 1406.

18 - A.M. LANE, Nucl. Phys. 35 (1962) 376.

19 - P.E. HODGSON, The optical Model of Elastic Scattering - Oxford University Press (1963)

20 - voir par exemple R.M. HAYBRON, Nucl. Phys. 79 (1966) 33.

21 - NUCLEAR DATA SHEETS - National Research Council , Washington, D.C.

22 - B. TATISCHEFF, N. MARTY, X. DE BOUARD, J.G. FOX, B. GEOFFRION et C. ROLLAND, Phys. Let. 8 (1964) 54.

23 - B. GEOFFRION, Thèse de doctorat d'Etat (à paraître).
A. WILLIS, Thèse de doctorat d'Etat (à paraître).

24 - C. DETRAZ, Dipl. d'Etudes Sup. Fac des Sc. de l'Un. de Paris (1962).

25 - A.M. CORMACK, Nucl. Phys. 52 (1964) 286.

26 - B. TATISCHEFF, Thèse de doctorat d'Etat, Orsay (1966).

27 - J.C. ARTIGES et J.C. BRUN - J. Phys. 22A (1961)53.

28 - A.M. CORMACK, Nucl. Instr. and Methodes 15 (1962) 268.

29 - C. CAVERSAZIO, A. MICHALOWICZ, J. Phys. 21 (1960) 314.

30 - Voir par exemple J.C. DICKSON et DC. SALTER, Nuovo Cimento 6 (1957) 235.

31 - C. CAVERZASIO, Thèse de doctorat d'Etat, Ann. Phys. 10 (1965) 23.

32 - J. LE GUYADER, Thèse de 3ème cycle, Orsay (1966)

33 - O.N. JARVIS, B. ROSE et J.P. SCANLON, Nucl. Phys. 77 (1966) 161.
O.N. JARVIS et B. ROSE, Phys. Let. 15 (1965) 282.

34 - M. POULET - Thèse de doctorat d'Etat (à paraître)

35 - R. WILSON, The Nucleon-nucleon interaction -Inters pub. (1962).

36 - F. PEREY - Phys. Rev. 131 (1963) B 745.

37 - L. ROSEN, J.G. BEERY, A.S. GOLDHABER et E.H. AUERBACH, Ann. Phys. 34 (1965) 96.

38 - G.R. SATCHLER, Nucl. Phys. à paraître.

39 - M.P. FRICK et G.R. SATCHLER, Phys. Rev. 139(1965)B 567.

40 - K. YAGI et coll., Phys. et 10 (1964) 186.

41 - G.W. GREENLESS, G.J. PYLE et Y.C. TANG, Phys. Rev. Let. 17 (1966)33.

42 - K.A. BRUECKNER, A.M. LOCKETT et M. ROTENBERG, Phys. Rev. 121 (1961) 255.

43 - P.C. SOOD, Nucl. Phys. 84 (1966) 106.

44 - B. BUCK, Phys. Rev. 130 (1963) 712.

45 - C. RUHLA, Thèse de doctorat d'Etat - Orsay (1966).

46 - W.R. GIBSON, A.R. JOHNSTON et R.J. GRIFFITHS, Nucl. Phys 70 (1965) 114.

47 - W.B. RIESENFELD et K.M. WATSON, Phys. Rev. 102 (1956) 1157.

48 - H.S. KOHLER, Nucl. Phys. 1 (1956) 433.

49 - H.A. BETHE, Ann. Phys. 3 (1958) 190.

APPENDICE :

SECTIONS EFFICACES DIFFERENTIELLES ET POLARISATIONS DES PROTONS DIFFUSES ELASTIQUEMENT A 80 et 155 MeV.

^{12}C Ep = 75 MeV

θ_{CM}(°)	$\frac{d\sigma}{d\Omega}$ (mb/sr)	P (%)
10,0	638,3 ± 40,0	11,1 ± 1,9
11,8	419,2 26,2	19,3 2,0
12,7	410,3 25,6	13,7 1,9
12,7	416,5 26,0	20,1 2,0
13,4	396,1 24,7	14,6 1,9
13,8	390,2 24,4	13,4 1,9
15,1	342,0 21,4	15,3 1,8
15,4	332,1 20,7	17,4 1,8
18,1	255,9 16,0	14,4 1,8
18,3	253,8 15,9	17,4 1,9
20,9	178,4 11,1	17,0 1,9
21,6	174,8 10,9	14,5 1,9
23,6	120,4 7,5	18,2 1,9
26,3	74,9 4,7	18,0 2,0
29,0	45,6 2,9	18,1 2,1
31,7	23,9 1,5	28,2 2,3
34,4	13,7 0,86	34,8 2,6
37,1	7,1 0,5	45,1 3,5
40,3	4,2 0,3	65,8 4,1
43,5	2,4 0,2	76,1 7,5

^{40}Ca Ep = 76 MeV

θ_{CM}(°)	$\frac{d\sigma}{d\Omega}$(mb/sr)	P (%)
10,4	2067 ±129	14,2 ± 1,8
13,1	1374 86	3,3 1,9
13,5	1274 79	6,3 1,9
16,6	680,7 43	3,7 2,0
19,7	270,4 18	0,25 2,1
22,8	89,5 5,7	3,6 2,7
25,9	31,9 2,0	48,0 3,5
28,9	24,6 1,6	81,8 4,2
32,0	22,6 1,7	60,3 4,4

^{140}Ce E_p = 76 MeV

θ_{CM}(o)	$\frac{d\sigma}{d\Omega}$(mb/sr)	P(%)
10,9	11320 ± 706	0,04 ± 1,7
11,3	8253 515	1,57 1,8
13,9	2785 174	-7,55 1,9
14,3	2064 129	-12,6 2,0
16,3	762,5 47,8	-11,7 2,2
19,3	286,0 18,2	21,8 3,1
22,4	266,3 18,3	22,7 3,2
25,4	182,8 12,9	14,1 3,3
28,4	63,6 5,4	18,1 5,0
31,4	25,9 2,3	33,0 7,3
34,5	21,4 1,8	56,3 7,7
37,4	21,7 2,0	68,3 7,6
40,6	13,3 1,3	56,8 10,9

^{209}Bi E_p = 78 MeV

θ_{CM}	$\frac{d\sigma}{d\Omega}$(mb/sr)	P (%)
9,2	57 320 ± 3574	- 1,9 ± 1,8
10,9	21 030 1312	3,2 1,9
11,8	10 860 677	0,8 1,9
13,9	3 324 207	- 5,7 2,0
14,3	3 025 189	- 4,1 2,0
16,8	1073 67	4,3 2,1
16,9	1 038 65	2,8 2,2
18,3	711,4 65	21,1 2,9
19,3	686,8 43	18,1 2,3
19,3	687,0 65	21,4 3,1
19,9	543,1 34	19,3 2,4
20,3	665,6 63	23,4 3,2
21,8	478,7 30	14,2 2,4
24,3	264,1 16	- 0,8 2,8
26,8	119,5 7,7	3,5 3,6
29,3	75,0 4,8	30,7 3,7
31,8	71,8 4,6	40,6 3,6
34,4	63,3 4,1	34,0 3,7
37,4	26,6 1,8	27,7 5,8
40,4	16,8 1,2	46,1 7,3

^{6}Li E_p = 152 MeV

θ_{CM}	$\frac{d\sigma}{d\Omega}$ (mb/st)	P(%)
4,4	184 ± 7	
5,6	130 6	
6,7	99,6 4	34,4 ± 2,0
8,6	124 5	
9,2	111 4	34,6 2,0
11,5	95,3 4	34,4 2,0
14,5	70,6 3	46,7 2,3
17,5	48,6 1,8	50,6 2,4
20,4	30,8 1,4	
21,0	26,2 1,2	61,0 2,8
23,5	15,3 0,5	
25,7		76,8 2,8
26,3	8,4 0,3	
29,2	4,15 0,18	
30,4	2,93 0,15	76,2 2,9
35,0	1,27 0,07	46,3 2,9
40,8	0,53 0,03	-1,0 2,8
43,1		-18,1 5,0
46,4	0,22 0,02	-10,0 3,2
52,0	0,11 0,01	-11,5 3,1
57,6	0,063 0,007	-11,3 12,2

^{7}Li E_p = 152 MeV

θ_{CM}	$\frac{d\sigma}{d\Omega}$ (mb/st)	P(%)
4,3	206 ± 7	
6,6	157 6	32,5 ± 2,0
8,9	171 6	36,1 2,0
11,3	167 6	37,7 2,0
14,2	99,2 4	48,3 2,3
17,1	61,3 3	49,8 2,3
20,6	30,6 1,4	60,7 2,3
25,1	13,6 0,8	73,5 2,3
29,7	4,49 0,3	70,0 2,1
34,3	1,73 0,09	53,6 5,9
37,1	1,07 0,06	27,3 3,4
40,0	0,65 0,04	17,8 12,0
42,8	0,50 0,03	5,7 8,5
45,6	0,34 0,02	45,5 8,3
51,5	0,11 0,01	70,8 13,3
56,5	0,055 0,006	-52,0 19,0

^{12}C Ep = 152 MeV

θ_{CM}	$\frac{d\sigma}{d\Omega}$ (mb/st)		P(%)	
5,4	317	± 10	33,4	± 2,6
6,7	3I9	I0		
8,I	303	I0	38,2	2,3
I0,8	248	9	47,6	2,6
I3,6	I75	7	58,3	I,0
I6,4	98	4	74,I	3,3
I9,2	54	2		
22,0	26,6	0,8	90,8	3,7
24,7	II,8	0,6		
27,4	6,00	0,3	58,0	3,I
30,I	3,4I	0,I6		
32,9	2,0I	0,I0	- 0,39	2,2
35,6	I,3I	0,07	- 3,5	2,4
38,2	0,89	0,04	I3,2	2,9
40,9	0,54	0,03		
43,6	0,32	0,02	83,5	5,5
46,3	0,23	0,0I	98,6	6,4
49,0	0,20	0,0I	80,9	6,8
5I,6	0,I8	0,0I		
54,3	0,I5	0,0I	I7,9	6,5
56,9	0,I3	0,0I		
59,5	0,099	0,006	- 2I,2	7,4
64,8	0,048	0,003	- 6I,I	I0,I
73,6	0,009	0,00I	- II8,0	22,0

^{14}N Ep = 152 MeV

θ_{CM}	$\frac{d\sigma}{d\Omega}$(mb/st)		P(%)	
8,6	600	± 30	47,3	± 2,9
I0,8	4I4	20	5I,5	2,9
I3,5	290	I5	6I,6	3,4
I3,5	3II	I5		
I6,2	I76	8	72,6	3,4
I8,9	93,8	5	85,4	3,9
2I,6	43,4	2,8	94,I	4,3
24,3	I9,6	I,5	87,5	4,2
27,0	9,46	0,7	59,4	3,2
29,7	5,92	0,35	23,5	2,5
32,3	3,95	0,30	5,7	2,8
35,0	3,06	0,22	I6,7	2,3
37,7	2,06	0,I5	35,9	2,7
43,0	0,9I4	0,07	65,0	3,5
45,7	0,685	0,045	68,9	4,9
48,3	0,505	0,040	49,7	3,4
53,6	0,328	0,030	I8,3	3,2
58,8	0,I45	0,0I2	-I6,9	3,8
64,0	0,056	0,005	- 42,6	5,6

^{28}Si Ep = 153 MeV

Θ_{CM}	$\frac{d\sigma}{d\Omega}$ (mb/sr)	P(%)
10,3	961 ± 39	58,8 ± 3,0
15,5	212 8,7	83,4 3,5
18,1	74,1 3,0	94,6 4,1
20,7	18,5 0,74	79,8 3,3
23,3	11,4 0,46	10,3 2,6
25,9	14,0 0,56	32,4 1,8
28,5	10,0 0,44	55,2 3,1
31,1	6,47 0,26	86,2 3,4
33,7	3,99 0,18	93,9 3,6
36,3	2,34 0,10	85,6 4,0
41,4	0,82 0,04	28,8 3,0
44,0	0,47 0,02	8,1 3,5
46,6	0,03 0,01	6,2 4,4
51,7	0,054 0,004	77,2 8,0
56,8	0,042 0,003	69,9 11,5

^{40}Ca Ep = 153 MeV

Θ_{CM}	$\frac{d\sigma}{d\Omega}$ (mb/sr)	P (%)
5,14		32,1 ± 2,6
7,72	489 ± 60	
10,3	862 30	54,1 3,6
12,9	311 12	
15,4	83,4 4,0	87,0 3,0
17,5	22,7 0,9	79,6 3,2
18,0	18,6 0,7	
19,3	13,1 0,5	
20,6	14,5 0,5	9,8 3,7
21,8	17,2 0,5	13,2 3,4
23,1	17,2 0,5	
25,7	13,6 0,5	58,1 3,8
28,2	8,14 0,26	
29,5	5,58 0,20	90,7 3,2
30,8	3,73 0,16	90,5 5,1
33,4	1,80 0,08	
36,0	1,12 0,05	25,7 5,1
38,5	0,715 0,03	9,7 5,8
41,1	0,482 0,02	47,6 6,4
46,2	0,215 0,01	109,4 8,4
48,7	0,150 0,008	
51,3	0,112 0,006	62,7 10,1
53,8	0,075 0,005	33,2 10,6
36,4	0,041 0,002	24,6 13,0
61,4	0,0098 0,0007	50,2 15,3
64,0	0,0077 0,0006	
66,6	0,0072 0,0007	
68,4	0,0071 0,0007	
70,3	0,0052 0,0006	

^{140}Ce Ep = 153 MeV

θ_{CM}	$\frac{d\sigma}{d\Omega}$(mb/sr)		P(%)		
9,9	2150	± 75	35,8	±	2,4
12,6	154	5,4	- 8,9		2,9
15,1	275	10	35,4		2,2
17,1	3I7	11	5I,3		2,3
20,2	95,5	3,5	63,1		2,3
23,2	18,9	0,7	- 5,4		2,8
25,2	29,9	1,1	22,2		2,9
26,7	25,7	0,9	46,3		3,0
26,7	26,1	0,9			
30,2	12,8	0,5	67,2		2,9
32,3	4,73	0,18	25,2		3,5
35,3	3,87	0,15	12,6		3,7
40,3	1,47	0,06	64,5		4,8
45,3	0,60	0,03	35,5		5,6
47,9	0,40	0,02	18,7		7,0
50,4	0,19	0,009	32,8		10,5
55,4	0,094	0,005	74,5		12,1
59,4	0,050	0,003	69,5		19,1
63,4	0,018	0,001			
68,4	0,015	0,001			

^{209}Bi Ep = 153 MeV

θ_{CM}	$\frac{d\sigma}{d\Omega}$ (mb/sr)		P(%)	
5,03	73 730 ±	2900	10,4 ±	2,5
7,54	12 040	480	24,7	2,5
8,79	5 0I9	2I0	22,4	2,5
10,1	1 496	60	13,1	3,0
11,3	547	22	- 5,9	2,0
12,6	487	22	16,8	2,4
13,8	617	24		
15,1	553	22	36,5	2,5
17,6	160	8	48,8	2,8
20,1	25,9	1,4	- 19,2	3,6
21,6	41,6	2,0	15,4	3,2
25,1	34,1	1,8	55,7	3,1
26,4	25,0	1,4	56,4	3,1
28,9	7,27	0,40	20,9	4,2
30,2	6,05	0,40	38,1	4,1
32,7	6,78	0,40	42,6	4,5
35,2	3,51	0,15	67,5	5,0
37,7	1,37	0,08	47,8	7,3
38,9	1,15	0,08	32,2	9,1
40,2	1,26	0,08	26,3	7,9
42,7	0,84	0,06	48,5	9,9
45,2	0,39	0,02	84,9	9,9
47,7	0,25	0,02		
50,2	0,21	0,02	30,3	15,8
55,3	0,051	0,005	91,4	25,0